

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΘΕΣΣΑΛΙΑΣ  
ΠΟΛΥΤΕΧΝΙΚΗ ΣΧΟΛΗ  
ΤΜΗΜΑ ΜΗΧΑΝΟΛΟΓΩΝ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ  
ΤΟΜΕΑΣ ΕΝΕΡΓΕΙΑΣ, ΒΙΟΜΗΧΑΝΙΚΩΝ ΔΙΕΡΓΑΣΙΩΝ ΚΑΙ ΑΝΤΙΠΡΥΠΙΑΝΤΙΚΗΣ ΤΕΧΝΟΛΟΓΙΑΣ  
ΕΡΓΑΣΤΗΡΙΟ ΦΥΣΙΚΩΝ ΚΑΙ ΧΗΜΙΚΩΝ ΔΙΕΡΓΑΣΙΩΝ

Διδακτορική Διατριβή

**Επίδραση διαλυτών επιφανειοδραστικών σε ροές με  
ελεύθερη επιφάνεια**

Άννα Γεωργαντάκη  
*Διπλ. Μηχανολόγος Μηχανικός Π.Θ, 2008*

Βόλος, Απρίλιος 2013

© 2013 Γεωργαντάκη Άννα

Η έγκριση της διδακτορικής διατριβής από το Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών της Πολυτεχνικής Σχολής του Πανεπιστημίου Θεσσαλίας δεν υποδηλώνει αποδοχή των απόψεων του συγγραφέα (Ν. 5343/32 αρ. 202 παρ. 2).

Η παρούσα έρευνα έχει συγχρηματοδοτηθεί από την Ευρωπαϊκή Ένωση (Ευρωπαϊκό Κοινωνικό Ταμείο - ΕΚΤ) και από εθνικούς πόρους μέσω του Επιχειρησιακού Προγράμματος «Εκπαίδευση και Δια Βίου Μάθηση» του Εθνικού Στρατηγικού Πλαισίου Αναφοράς (ΕΣΠΑ) – Ερευνητικό Χρηματοδοτούμενο Έργο: Ηράκλειτος ΙΙ. Επένδυση στην κοινωνία της γνώσης μέσω του Ευρωπαϊκού Κοινωνικού Ταμείου.



**Εγκρίθηκε από τα Μέλη της Επταμελούς Εξεταστικής Επιτροπής:**

<b>Πρώτος εξεταστής</b> (επιβλέπων)	<b>Δρ. Βασίλειος Μποντόζογλου</b> , <i>Καθηγητής</i> Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών Πανεπιστήμιο Θεσσαλίας
<b>Δεύτερος εξεταστής</b>	<b>Δρ. Μιχαήλ Βλαχογιάννης</b> , <i>Καθηγητής</i> , Σχολή Τεχνολογικών Εφαρμογών, Τμήμα Μηχανολογίας, Τ.Ε.Ι. Λάρισας
<b>Τρίτος εξεταστής</b>	<b>Δρ. Νικόλαος Ανδρίτσος</b> , <i>Αναπλ. Καθηγητής</i> , Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών, Πανεπιστήμιο Θεσσαλίας
<b>Τέταρτος εξεταστής</b>	<b>Δρ. Νικόλαος Πελεκάσης</b> , <i>Καθηγητής</i> , Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών, Πανεπιστήμιο Θεσσαλίας
<b>Πέμπτος εξεταστής</b>	<b>Δρ. Αναστάσιος Σταματέλλος</b> , <i>Καθηγητής</i> , Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών, Πανεπιστήμιο Θεσσαλίας
<b>Έκτος Εξεταστής</b>	<b>Δρ. Στέργιος Γιάντσιος</b> , <i>Αναπλ. Καθηγητής</i> , Τμήμα Χημικών Μηχανικών, Αριστοτέλειο Πανεπιστήμιο Θεσσαλονίκης
<b>Έβδομος Εξεταστής</b>	<b>Δρ. Αικατερίνη Μουζά</b> , <i>Επικ. Καθηγήτρια</i> , Τμήμα Χημικών Μηχανικών, Αριστοτέλειο Πανεπιστήμιο Θεσσαλονίκης

## Ευχαριστίες

Θα ήθελα αρχικά να εκφράσω τις ευχαριστίες μου στον καθηγητή κ. Βασίλειο Μποντόζογλου για την ανάθεση της παρούσας εργασίας και των ιδεών που μου έδωσε για την διεκπεραίωσή της καθώς και για την απεριόριστη εμπιστοσύνη που έδειξε απέναντι μου.

Ταυτόχρονα πολύ μεγάλο ευχαριστώ οφείλω στον καθηγητή του ΤΕΙ Λάρισας κ. Μιχαήλ Βλαχογιάννη για τη διαρκή βοήθεια και επίβλεψή του, αλλά και για την υποστήριξη του τόσο στα επιστημονικά θέματα, όσο στα προβλήματα τις καθημερινότητας που προέκυπταν κατά τη διάρκεια της διατριβής. Σε κάθε περίπτωση βρισκόταν δίπλα μου για να με βοηθήσει ψυχολογικά στις άσχημες στιγμές έντονης ψυχολογικής φόρτισης με ατέλειωτες ώρες συζητήσεων.

Είμαι επίσης ευγνώμων στον αναπληρωτή καθηγητή κ. Νικόλαο Ανδρίτσο ο οποίος ήταν πάντα διαθέσιμος για συμβουλές και πρόθυμος να με βοηθήσει σε ό,τι προέκυπτε.

Σίγουρα, τα τουλάχιστον πέντε χρόνια συνεργασίας μου με τους προαναφερθέντες θα αποτελέσουν σημαντικό εφόδιο για τη μετέπειτα εξέλιξη μου.

Στη συνέχεια, θα ήθελα να ευχαριστήσω τα μέλη της εξεταστικής επιτροπής κ.κ. Νικόλαο Πελεκάση, Αναστάσιο Σταματέλλο, Στέργιο Γιάντσο και την κυρία Αικατερίνη Μουζά για το ενδιαφέρον που έδειξαν για τη διατριβή μου.

Για την ολοκλήρωση αυτής της διατριβής, ιδιαίτερο ρόλο έπαιξε η τεχνική υποστήριξη του κ. Αναστάσιου Δαφερέρα, ο οποίος ήταν πάντα πρόθυμος να με βοηθήσει άμεσα σε οποιοδήποτε τεχνικό πρόβλημα παρουσιάζονταν στην πειραματική μου τεχνική.

Στο σημείο αυτό, δεν πρέπει να παραλείψω, τρεις καινούριους φίλους, τον Zhehui, την Judith και τον Khanh, από τρεις διαφορετικές γωνίες της γης, με τους

οποίους ήρθαμε ιδιαίτερα κοντά τα τελευταία τέσσερα χρόνια. Η καθημερινή συναναστροφή με διαφορετικούς ανθρώπους, πιστεύω ότι με έκανε να ανοίξω περαιτέρω τους ορίζοντές μου και με βοήθησε να εξασκήσω την προφορική μου ομιλία στην αγγλική και γαλλική γλώσσα.

Δεν θα πρέπει να αγνοήσω τους φίλους μου, η συντροφιά των οποίων μακριά από το χώρο του Πανεπιστημίου αποτέλεσε σημαντική διαφυγή.

Η λέξη ευχαριστώ είναι πολύ λίγη για να ανταποδώσω τη συμβολή της οικογένειάς μου. Θα ήθελα να εκφράσω τη βαθειά μου ευγνωμοσύνη στους γονείς μου Δήμητρα και Στέφανο, και στον αδερφό μου Γιάννη. Όλα αυτά τα χρόνια, με πολύ υπομονή, μου έδειξαν την ολόψυχη αγάπη και υποστήριξη τους.

Τέλος, χωρίς πολλά λόγια και πάνω από όλους, θα ήθελα να ευχαριστήσω και να αφιερώσω την παρούσα διατριβή στο Χρήστο. Τα τελευταία οκτώ χρόνια είναι πάντα δίπλα μου, στήριγμα δυνατό, και χωρίς αυτόν, πολλά πράγματα δεν θα είχαν πραγματοποιηθεί ποτέ.

*Άννα Γεωργαντάκη*

# Επίδραση διαλυτών επιφανειοδραστικών σε ροές με ελεύθερη επιφάνεια

Άννα Γεωργαντάκη

Πανεπιστήμιο Θεσσαλίας, Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών

Επιβλέπων Καθηγητής : Δρ. Βασίλειος Μποντόζογλου, Καθηγητής

## ΠΕΡΙΛΗΨΗ

Η ροή υγρού υμένα απαντάται σε διάφορα φυσικά και βιολογικά φαινόμενα και σε πλειάδα βιομηχανικών εφαρμογών. Παράλληλα, αποτελεί ένα βασικό πρότυπο ροής με ελεύθερη επιφάνεια, όπου εφαρμόζονται θεωρίες μη-γραμμικής δυναμικής και χάους. Η προσθήκη επιφανειοδραστικών στη ροή υγρού υμένα συναρτάται με ευρύ φάσμα εφαρμογών, από την παραγωγή υγρών καθαρισμού έως την ανάπτυξη σύγχρονων θεραπευτικών τεχνικών.

Η παρούσα διατριβή μελετά πειραματικά την επίδραση στη ροή υγρού υμένα από την προσθήκη ισο-προπανόλης και SDS (Sodium Dodecyl Sulfate). Με χρήση της αγωγιμομετρικής τεχνικής μετράται η χρονική μεταβολή του πάχους του υμένα σε διάφορες θέσεις κατά μήκος της ροής. Η επεξεργασία των δεδομένων οδηγεί στον προσδιορισμό των κρίσιμων συνθηκών πρωτογενούς αστάθειας (πέρα από τις οποίες η ελεύθερη επιφάνεια αναπτύσσει κυματισμούς) και των χαρακτηριστικών των κυμάτων στην ασταθή περιοχή.

Υδατικά διαλύματα ισο-προπανόλης και γλυκερίνης ακολουθούν παρόμοια συμπεριφορά, αν και παρουσιάζουν σημαντική διαφορά στην επιφανειακή τάση. Η εξάρτηση του κρίσιμου αριθμού Reynolds ( $Re$ ) από τις φυσικές ιδιότητες του υγρού περιγράφεται από τον αδιάστατο αριθμό Kapitza ( $Ka$ ). Η μετάβαση, είναι επίσης συνάρτηση του πλάτους του καναλιού, ιδιαίτερα στο όριο των υψηλών αριθμών

Kapitza. Η μη-γραμμική εξέλιξη, η οποία οδηγεί στην ανάπτυξη μοναχικών κυμάτων με πρόδρομους τριχοειδείς κυματισμούς, αποτελεί κοινό χαρακτηριστικό όλων των απλών υγρών.

Τα υδατικά διαλύματα SDS παρουσιάζουν θεμελιωδώς διαφορετική συμπεριφορά από αυτή των απλών υγρών. Οι διαταραχές της εισόδου αποσβένονται δραστικά, και ο κρίσιμος  $Re$  εξαρτάται έντονα από την συγκέντρωση του επιφανειοδραστικού. Μέγιστη σταθεροποίηση, που αντιστοιχεί σε αύξηση μεγαλύτερη της μίας τάξης μεγέθους, λαμβάνει χώρα σε συγκέντρωση SDS περίπου 10% της κρίσιμης για σχηματισμό μικκυλίων. Με περαιτέρω αύξηση της συγκέντρωσης, ο κρίσιμος  $Re$  μειώνεται συνεχώς, και σταδιακά προσεγγίζει την τιμή του καθαρού υγρού. Τα κύματα στην ασταθή περιοχή παραμένουν ημιτονοειδή για μεγάλο εύρος τιμών των παραμέτρων, και εμφανίζουν μικρούς ρυθμούς ανάπτυξης. Οι ανωτέρω παρατηρήσεις ερμηνεύονται από την ελαστική συμπεριφορά της ελεύθερης επιφάνειας, η οποία οφείλεται στην ανάπτυξη τάσεων Marangoni λόγω χωρικών μεταβολών της επιφανειακής συγκέντρωσης επιφανειοδραστικού. Υψηλές συγκεντρώσεις SDS στην κύρια μάζα του υγρού ενισχύουν τους ρυθμούς μεταφοράς μεταξύ επιφάνειας-κύριας μάζας, και συνεπώς αμβλύνουν τις επιφανειακές κλίσεις συγκέντρωσης.



# **The effect of soluble surfactants on free surface flows**

**Anna Georgantaki**

University of Thessaly, Mechanical Engineering Department

## **ABSTRACT**

Thin liquid films appear in a variety of natural and biological settings and are prominent in many industrial applications. They also represent one of the prototypes of free surface flow, where theories of nonlinear dynamics and chaos are applicable. The addition of surfactants in film flow is encountered in a wide spectrum of applications, ranging from detergent production to modern therapeutic treatments.

The present study investigates experimentally the modifications in the dynamics of liquid film flow from the addition of Isopropanol (IP) and of Sodium Dodecyl Sulfate (SDS). Conductivity probes are used to record temporal variation of liquid film thickness at various locations along the flow. These data permit detection of the primary instability threshold, and documentation of the wave dynamics in the unstable regime.

Aqueous solutions of Isopropanol and Glycerol exhibit similar behavior, despite the fact that their surface tension is significantly different. The dependence of the critical Reynolds number on fluid properties is expressed by the Kapitza number. A delay in the onset of the primary instability (in comparison to the classical, two-dimensional prediction) is observed, which depends on channel width, and is most prominent at high Kapitza values. The non-linear evolution, which leads to the development of solitary waves with well developed front running ripples, is a common characteristic of all clean liquids.

Aqueous solutions of SDS exhibit a remarkably different behavior from that of clean liquids. Inlet disturbances decay drastically and the critical Reynolds number is strongly dependent on surfactant concentration. Small amounts of SDS result in drastic delay of the primary instability, and maximum stabilization occurs at concentrations around 10% of the critical micelle concentration. Further addition of surfactant has an adverse effect, and at large concentrations the clear liquid limit is asymptotically approached. The dominant structures for the majority of inlet frequencies tested, even at high flow rates, are sinusoidal travelling waves of very small amplitude.

The above observations for SDS may be interpreted by taking into account the elastic behavior of the free surface, due to Marangoni stresses caused by gradients in the surfactant concentration. Increasing the amount of SDS dissolved in the liquid enhances mass transport between the interface and the bulk, and therefore mitigates surface concentration gradients and the concomitant Marangoni stresses.

# ΠΙΝΑΚΑΣ ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΩΝ

<b>ΠΙΝΑΚΑΣ ΣΥΜΒΟΛΩΝ .....</b>	<b>21</b>
<b>1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ .....</b>	<b>25</b>
1.1 Στόχος της εργασίας .....	26
1.2 Εφαρμογές ροής υγρού υμένα .....	26
1.3 Μελετώμενες παράμετροι .....	28
1.4 Δομή της διατριβής .....	29
<b>2. ΒΑΣΙΚΗ ΘΕΩΡΙΑ.....</b>	<b>30</b>
2.1 Βασική ροή υγρού υμένα σε επίπεδο τοίχωμα – Ροή Nusselt .....	31
2.2 Επιφανειακά Φαινόμενα .....	35
2.2.1 Ορισμός της επιφανειακής τάσης .....	35
2.2.2 Γωνία επαφής (contact angle) .....	36
2.3 Θερμοδυναμική των διεπιφανειών .....	38
2.3.1 Η εξίσωση προσρόφησης του Gibbs .....	40
2.3.2 Η σχετική προσρόφηση .....	41
2.4 Γενική κατάστρωση του προβλήματος .....	43
2.4.1 Σταθερή επιφανειακή τάση .....	43
2.4.2 Μεταβλητή επιφανειακή τάση .....	45
2.5 Επιφανειοδραστικές ουσίες (Surfactants) .....	48
2.6 Φυσικές ιδιότητες διαλυμάτων επιφανειοδραστικών .....	51
2.7 Κινητική των επιφανειοδραστικών .....	53
2.8 Καταστατική συμπεριφορά επιφανειών με επιφανειοδραστικό .....	55
<b>3. ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΚΗ ΑΝΑΣΚΟΠΗΣΗ.....</b>	<b>58</b>

3.1 Εισαγωγή.....	59
3.2 Ρευστοδυναμική ευστάθεια.....	59
3.3 Γραμμική ευστάθεια μονοδιάστατων ροών.....	61
3.4 Γραμμική ευστάθεια ροής υγρού υμένα σε επίπεδο κεκλιμένο κανάλι.....	62
3.5 Μη γραμμική εξέλιξη της ροής υγρού υμένα σε κεκλιμένο κανάλι.....	69
3.6 Επίδραση επιφανειοδραστικών στη ροή υμένων.....	70
<b>4. ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΗ ΔΙΑΔΙΚΑΣΙΑ.....</b>	<b>77</b>
4.1 Εισαγωγή.....	78
4.2 Πειραματική διάταξη.....	78
4.2.1 Κανάλια ροής.....	78
4.2.2 Σύστημα δημιουργίας εξωτερικά επιβαλλόμενης διαταραχής.....	83
4.2.3 Ευθυγράμμιση καναλιού ροής.....	84
4.3 Ιδιότητες ρευστών.....	86
4.3.1 Προσδιορισμός ιξώδους και πυκνότητας.....	86
4.3.2 Προσδιορισμός επιφανειακής τάσης.....	87
4.3.2 Προσδιορισμός αγωγιμότητας.....	90
4.4 Αγωγιμομετρική τεχνική.....	90
4.4.1 Γεωμετρία αισθητήρων.....	91
4.4.2 Βαθμονόμηση αγωγιμομετρικής τεχνικής.....	93
4.5 Αναλυτική περιγραφή διαδικασίας διεξαγωγής πειραμάτων.....	94
<b>5. ΣΥΜΠΕΡΙΦΟΡΑ ΥΔΑΤΙΚΩΝ ΔΙΑΛΥΜΑΤΩΝ ΙΣΟ-ΠΡΟΠΑΝΟΛΗΣ.....</b>	<b>97</b>
5.1 Εισαγωγή.....	98
5.2 Σειρές πειραμάτων.....	99
5.3 Προσδιορισμός του ορίου ευστάθειας.....	100
5.4 Επίδραση στην ευστάθεια.....	104

5.4.1 Επίδραση των ιδιοτήτων του ρευστού στην ευστάθεια–η επίδραση της επιφανειακής τάσης	104
5.4.2 Επίδραση του πλάτους του καναλιού.....	109
5.4.3 Επίδραση της γωνίας κλίσης.....	115
5.4.4 Ερμηνεία.....	117
5.5 Επίδραση στα χαρακτηριστικά των κυμάτων.....	122
5.6 Συμπεράσματα.....	126
<b>6. ΣΥΜΠΕΡΙΦΟΡΑ ΥΔΑΤΙΚΩΝ ΔΙΑΛΥΜΑΤΩΝ ΕΠΙΦΑΝΕΙΟΔΡΑΣΤΙΚΟΥ</b>	
<b>SDS .....</b>	<b>128</b>
6.1 Εισαγωγή.....	129
6.2 Σειρές πειραμάτων - Ιδιότητες διαλυμάτων – Προσδιορισμός της συγκέντρωσης του επιφανειοδραστικού.....	130
6.3 Προσδιορισμός κριτηρίου ευστάθειας.....	132
6.4 Δραστική απόσβεση των επιβαλλόμενων διαταραχών.....	133
6.5 Επίδραση συγκέντρωσης SDS στην ευστάθεια.....	135
6.5.1 5 μοίρες.....	136
6.5.2 10 μοίρες.....	140
6.5.3 Η επίδραση της γωνίας κλίσης στην ευστάθεια.....	144
6.5.4 Ερμηνεία.....	145
6.6 Χαρακτηριστικά των κυμάτων.....	147
6.7 Μήκος Κύματος και ταχύτητα.....	152
6.7.1 Μήκος κύματος.....	153
6.7.2 Ταχύτητα.....	155
5% cmc.....	156
10% cmc.....	157
30% cmc.....	158
45% cmc.....	158
60% cmc.....	159

<i>Συνολικά</i> .....	160
6.8 <i>Συμπεράσματα</i> .....	162
<b>7. ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ &amp; ΠΡΟΤΑΣΕΙΣ .....</b>	<b>164</b>
7.1 <i>Συμπεράσματα</i> .....	165
7.1.1 <i>Υδατικά διαλύματα ισοπροπυλικής αλκοόλης</i> .....	165
7.1.2 <i>Υδατικά διαλύματα του επιφανειοδραστικού SDS</i> .....	166
7.2 <i>Προτάσεις για μελλοντική έρευνα</i> .....	168
<b>ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ .....</b>	<b>170</b>
<b>ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ .....</b>	<b>180</b>

## ΠΙΝΑΚΑΣ ΣΧΗΜΑΤΩΝ

<b>Σχήμα 2.1:</b> Δυνάμεις πάνω σε ένα στοιχείο υγρού σε ροή υγρού υμένα.....	32
<b>Σχήμα 2.2:</b> Δυνάμεις που αναπτύσσονται μεταξύ μορίων στο εσωτερικό ενός υγρού και στη διεπιφάνεια.....	35
<b>Σχήμα 2.3:</b> Τρεις τυπικές περιπτώσεις γωνιών επαφής .....	37
<b>Σχήμα 2.4:</b> Η σχέση μεταξύ γωνίας επαφής και διεπιφανειακών τάσεων.....	38
<b>Σχήμα 2.5:</b> α) Η διαφασική περιοχή μεταξύ των ογκωδών φάσεων α και β, β) Η μεταβολή της συγκέντρωσης του συστατικού $i$ στη διαφασική περιοχή.....	39
<b>Σχήμα 2.6:</b> Σχηματική αναπαράσταση του επιφανειοδραστικού μορίου .....	49
<b>Σχήμα 2.7:</b> Σχηματική αναπαράσταση του σχηματισμού μικκυλίων με την αύξηση της συγκέντρωσης του επιφανειοδραστικού.....	52
<b>Σχήμα 2.8:</b> Σχηματική αναπαράσταση της μείωσης της επιφανειακής τάσης σε σχέση με τη συγκέντρωση του επιφανειοδραστικού .....	53
<b>Σχήμα 3.1:</b> Γραφική απεικόνιση εξέλιξης (α) συναγωγικής (β) απόλυτης αστάθειας.....	60
<b>Σχήμα 3.2:</b> Ανάπτυξη περιοδικών διαταραχών στη ροή υγρού υμένα.....	63
<b>Σχήμα 3.3:</b> Καμπύλη αστάθειας ροής υγρού υμένα .....	66
<b>Σχήμα 3.4:</b> Εξέλιξη της ελεύθερης επιφάνειας κατά μήκος του καναλιού.....	69
<b>Σχήμα 4.1:</b> Μικρή πειραματική διάταξη.....	81
<b>Σχήμα 4.2:</b> Μεγάλη πειραματική διάταξη .....	82
<b>Σχήμα 4.3:</b> Σύστημα διαταραχής .....	84
<b>Σχήμα 4.4:</b> Ευθυγραμμισμένο και μη ευθυγραμμισμένο κανάλι.....	85
<b>Σχήμα 4.5:</b> Η αρχή λειτουργίας της μεθόδου του ζυγού Du Noüy.....	88
<b>Σχήμα 4.6:</b> Αλλαγή της πίεσης κατά τη διάρκεια δημιουργίας φυσαλίδας .....	89
<b>Σχήμα 4.7:</b> Η αγωγιμομετρική τεχνική.....	91

<b>Σχήμα 4.8:</b> Τρεις χαρακτηριστικές γεωμετρίας αισθητήρων αγωγιμομετρικής τεχνικής.....	92
<b>Σχήμα 4.9:</b> Μεταβολή της επιφανειακής τάσης με το χρόνο διαλυμάτων SDS σε διάφορες συγκεντρώσεις.....	94
<b>Σχήμα 5.2.1:</b> Χρονοσειρές πάχους υμένα για διάλυμα 70% κ.β. ισοπροπυλικής αλκοόλης. Γωνία κλίσης 3°, συχνότητα διαταραχής 0.125 Hz, μικρή πειραματική διάταξη.....	101
<b>Σχήμα 5.2.2:</b> Διαχωρισμός του σήματος σε χρονικές περιόδου.....	102
<b>Σχήμα 5.2.3 :</b> Προσδιορισμός κρίσιμου αριθμού Reynolds για τις 3 μοίρες 70% ισοπροπυλική αλκοόλη.....	103
<b>Σχήμα 5.4.1:</b> $Re^*$ σε συνάρτηση με τον αριθμό $Ka$ για διάφορες τιμές επιφανειακής τάσης.....	107
<b>Σχήμα 5.4.2:</b> $Re^*$ σε συνάρτηση με τον αριθμό $We$ για διάφορες τιμές επιφανειακής τάσης.....	108
<b>Σχήμα 5.4.3:</b> $Re^*$ σε συνάρτηση με τον αριθμό $Ka$ για διάφορα πλάτη καναλιού στις 3°.....	114
<b>Σχήμα 5.4.4:</b> $Re^*$ στο πλατό σε συνάρτηση αδιάστατο πλάτος του καναλιού.....	115
<b>Σχήμα 5.4.5:</b> $Re^*$ για διάφορες γωνίες κλίσης σε πλάτος 100 mm.....	117
<b>Σχήμα 5.4.6:</b> Χάρτες ύψους κύματος για a) $Ka=3100$ και b) $Ka=1320$ για αριθμό Reynolds 30, $f=2\text{Hz}$ , $W=450$ mm και γωνία κλίσης 3°. Η κλίμακα στα δεξιά υποδηλώνει το ύψος κύματος σε $\mu\text{m}$ .....	119
<b>Σχήμα 5.4.7:</b> ύψος του μετώπου του κύματος αδιαστατοποιημένο με το πάχος υμένα κατά Nusselt κατά μήκος του καναλιού για $Ka.=3100$ (νερό), 1640 (18% γλυκερίνη) & 1320 (23% γλυκερίνη). $f=1$ Hz, $W=450$ mm, $\theta=3^\circ$ .....	120



<b>Σχήμα 5.4.8:</b> Χάρτης ύψους κύματος σε $Re=33$ , $f=1Hz$ , $W=450$ mm και γωνία κλίσης $3^\circ$ . Η κλίμακα στα δεξιά υποδηλώνει το ύψος κύματος σε $\mu m$ και το βέλος το πάχος υμένα κατά Nusselt.....	121
<b>Σχήμα 5.5.1:</b> Χρονοσειρές πάχους υμένα για διάφορους αριθμούς $Re$ στην ασταθή περιοχή. Διάλυμα 5% κ.β ισοπροπυλικής αλκοόλης, $W=250$ mm, $f=0.167$ Hz, $\theta=3^\circ$ . Η θέση του 1 <sup>ου</sup> αισθητήρα είναι σε απόσταση 0.15 m από την είσοδο της ροής και του 2ου στα 0.65 m.....	123
<b>Σχήμα 5.5.2:</b> Ορισμός του μεγέθους των πρόδρομων κυματισμών ως $h_{ripple}$ .....	124
<b>Σχήμα 5.5.3:</b> $h_{ripple}$ σε συνάρτηση με τον ανηγμένο αριθμό $Re$ $\delta$ για διάφορα διαλύματα ισοπροπυλικής αλκοόλης .....	124
<b>Σχήμα 5.5.4:</b> Σύγκριση σε ίδιους αριθμούς $\delta$ ανάμεσα σε νερό (1η στήλη) και 5% κ.β. ισοπροπυλική αλκοόλη. Οι αντίστοιχοι αριθμοί $\delta$ για κάθε στήλη είναι 18, 20,25 και 28 .....	125
<b>Σχήμα 5.5.5:</b> Κύματα με διαφορετική παράμετρο έντασης, $a_1=0.0011$ , $a_2=0.0023$ , $a_3=0$ . και ο αντίστοιχος $\delta$ είναι 4.15, 4.37, 5.28 αντίστοιχα... ..	126
<b>Σχήμα 6.1 :</b> Επιφανειακή τάση του SDS σε σχέση με τη συγκέντρωση .....	131
<b>Σχήμα 6.2:</b> Εξέλιξη του υμένα κατά μήκος του καναλιού σε 3 θέσεις από την είσοδο της ροής.....	133
<b>Σχήμα 6.3:</b> Χρονοσειρές πάχους υμένα για νερό και διαλυμάτων SDS περιεκτικότητας 0.05, 0.1 και 0.2 CMC σε αριθμό $Re$ 33 στα αριστερά, και 75 στα δεξιά. Γωνία κλίσης $2^\circ$ , συχνότητα διαταραχής 0.197 Hz μικρή πειραματική διάταξη .....	134
<b>Σχήμα 6.4:</b> Χρονοσειρές πάχους υμένα για νερό και διαλύματος SDS περιεκτικότητας 0.05 CMC σε αριθμό $Re$ 75. Ο 1 <sup>ος</sup> αισθητήρας είναι τοποθετημένος σε απόσταση 50 mm ενώ ο 2 <sup>ος</sup> στα 550	

mm από την είσοδο της ροής. Γωνία κλίσης  $2^\circ$ , συχνότητα διαταραχής 0.197 Hz μικρή πειραματική διάταξη. Προσοχή στην μεγάλη διαφορά της κλίμακας ανάμεσα στις δύο εικόνες.

135

**Σχήμα 6.5.1:** Αποτελέσματα ευστάθειας στις 5 μοίρες α)  $Re_{cr}$  με τη συγκέντρωση του επιφανειοδραστικού εκφρασμένη σε σχέση με την CMC, β)  $Re^*$  με τη συγκέντρωση του επιφανειοδραστικού εκφρασμένη σε σχέση με την CMC..... 139

**Σχήμα 6.5.2:** Αποτελέσματα ευστάθειας στις 10 μοίρες ..... 143

**Σχήμα 6.5.3:** σύγκριση του κρίσιμου  $Re$  για 5 και 10 μοίρες για 0.5 Hz α)  $Re_{cr}$  με τη συγκέντρωση του επιφανειοδραστικού εκφρασμένη σε σχέση με την CMC β)  $Re^*$  με τη συγκέντρωση του επιφανειοδραστικού εκφρασμένη σε σχέση με την CMC..... 145

**Σχήμα 6.5.4:** Ελαστικότητα της επιφάνειας με τη συγκέντρωση για SDS. Τα δεδομένα είναι σύμφωνα με τους Fruhner et al., 1999 ..... 147

**Σχήμα 6.6.1:** Παράδειγμα ημιτονοειδών κυμάτων σε  $5^\circ$  περιεκτικότητας 7% CMC και συχνότητα 0.75 Hz α)  $Re$  ευσταθής, β)  $Re$  ασταθής, γ)FFT για  $Re=121.83$  σε θέση 275 cmc από την είσοδο της ροής..... 148

**Σχήμα 6.6.2:** Παράδειγμα ημιτονοειδών κυμάτων σε  $5^\circ$  περιεκτικότητας 15% CMC και συχνότητα 0.5 ..... 149

Hz α)  $Re$  ευσταθής, β)  $Re$  ασταθής, γ)FFT για  $Re=186.36$  σε θέση 275 cmc από την είσοδο της ροής..... 149

**Σχήμα 6.6.3:** Παράδειγμα ημιτονοειδών κυμάτων σε  $5^\circ$  περιεκτικότητας 40% CMC και συχνότητα 1 Hz α)  $Re$  ευσταθής, β)  $Re$  ασταθής, γ)FFT για  $Re=192.26$  σε θέση 275 CMC από την είσοδο της ροής ..... 150

**Σχήμα 6.6.4:** Παράδειγμα αποκλίσεως της ημιτονοειδούς συμπεριφοράς σε  $5^\circ$  περιεκτικότητας 30% CMC και συχνότητα 0.125 Hz α)  $Re$  104 αμέσως μετά τη μετάβαση, β)  $Re$  195, γ και δ ) τα αντίστοιχα FFT ..... 151

<b>Σχήμα 6.6.5:</b> Παράδειγμα αποκλίσεως της ημιτονοειδούς συμπεριφοράς σε 5° περιεκτικότητας 50% CMC και συχνότητα 0.25 Hz α) Re 106, β) Re 217, γ και δ ) τα αντίστοιχα FFT.....	152
<b>Σχήμα 6.7.1:</b> Μήκος κύματος για διάφορες συχνότητες διαταραχής σε γωνία κλίσης 5°. Συγκέντρωση επιφανειοδραστικού 30% της CMC.....	154
<b>Σχήμα 6.7.2:</b> Μήκος κύματος για διάφορες συγκεντρώσεις επιφανειοδραστικού σε γωνία κλίσης 5° και συχνότητα διαταραχής 1 Hz. ....	154
<b>Σχήμα 6.7.3:</b> Μήκος κύματος για διάφορες συχνότητες διαταραχής σε γωνία κλίσης 10°. Συγκέντρωση επιφανειοδραστικού 20% της CMC.....	155
<b>Σχήμα 6.7.4:</b> Μήκος κύματος για διάφορες συγκεντρώσεις επιφανειοδραστικού σε γωνία κλίσης 10° και συχνότητα διαταραχής 0.75 Hz .....	155
<b>Σχήμα 6.7.5:</b> Αδιάστατη ταχύτητα $c/u_n$ σε σχέση με τον κυματαριθμό k για διάφορους Re σε συγκέντρωση 5% CMC .....	157
<b>Σχήμα 6.7.6:</b> Αδιάστατη ταχύτητα $c/u_n$ σε σχέση με τον κυματαριθμό k για διάφορους Re σε συγκέντρωση 10% CMC .....	157
<b>Σχήμα 6.7.7:</b> Αδιάστατη ταχύτητα $c/u_n$ σε σχέση με τον κυματαριθμό k για διάφορους Re σε συγκέντρωση 30% CMC .....	158
<b>Σχήμα 6.7.8:</b> Αδιάστατη ταχύτητα $c/u_n$ σε σχέση με τον κυματαριθμό k για διάφορους Re σε συγκέντρωση 40% CMC .....	159
<b>Σχήμα 6.7.9:</b> Αδιάστατη ταχύτητα $c/u_n$ σε σχέση με τον κυματαριθμό k για διάφορους Re σε συγκέντρωση 60% CMC .....	160
<b>Σχήμα 6.7.10:</b> Αδιάστατη ταχύτητα $c/u_n$ σε σχέση με τον κυματαριθμό k για διάφορες συγκεντρώσεις επιφανειοδραστικού .....	161

**Σχήμα 6.7.11:** Αδιάστατη ταχύτητα  $c/u_n$  σε σχέση με τον κυματαριθμό  $k$  για  $5^\circ$  και  $10^\circ$  σε συγκεντρώσεις επιφανειοδραστικού 30 και 35 %CMC αντίστοιχα..... 162

## ΠΙΝΑΚΑΣ ΣΥΜΒΟΛΩΝ

---

### Λατινικοί Χαρακτήρες

Σύμβολο	Ερμηνεία
$c$	Φασική ταχύτητα
$Ca$	Τριχοειδής αριθμός
CMC	Κρίσιμη συγκέντρωση σχηματισμού μικκυλίων
$D$	Συντελεστής διάχυσης
$dm$	Μαζικός ρυθμός ροής
$dS$	Διατομή
$f$	Συχνότητα διαταραχής
$Fr$	Αριθμός Froude, $Fr = \frac{u_0}{\sqrt{g \cdot \sin \phi \cdot h_N}}$
$g$	Επιτάχυνση της βαρύτητας
$h$	Πάχος υμένα
$h_{\max}$	Μέγιστο πάχος υμένα
$h_{\text{mean}}$	Μέσο πάχος υμένα
$h_{\text{ripple}}$	Ύψος πρόδρομων κυματισμών
$h_N$	Πάχος υμένα κατά Nusselt
$J_{ba}$	Ροή του επιφανειοδραστικού από τον όγκο του ρευστού στην επιφάνεια
$k$	Κυματαριθμός, $k = \frac{2 \cdot \pi \cdot h_n}{\lambda_R}$
$Ka$	Αριθμός Kapitza, $Ka = \frac{\gamma}{\rho \nu^{4/3} g^{1/3}}$
$L$	Μήκος του καναλιού

$l_c$	Χαρακτηριστικό τριχοειδές μήκος, $l_c = \sqrt{\gamma / (\rho \cdot g)}$
$l_v$	Χαρακτηριστικό μήκος βάση του ιξώδους, $l_v = \nu^{2/3} g^{-1/3}$
m	Συγκέντρωση μικκυλίων στον όγκο του ρευστού
$\dot{m}$	Μαζική παροχή
$n_D$	Δείκτης διάθλασης διαλύματος γλυκερίνης
$n_i$	Ο αριθμός των mol του συστατικού i
P	Πίεση
q	Ογκομετρική παροχή
Re	Αριθμός Reynolds, $Re = \frac{u \cdot h_N}{\nu} = \frac{q}{\nu}$
Re <sub>cr</sub>	Κρίσιμος αριθμός Reynolds
Re <sub>th</sub>	Θεωρητικός κρίσιμος αριθμός Reynolds
Re*	Κανονικοποιημένος αριθμός Reynolds, $Re^* = \frac{Re_{cr}}{Re_{th}}$
t	Χρόνος
$t_{delay}$	Η χρονική καθυστέρηση του σήματος ανάμεσα σε δύο διαδοχικούς αισθητήρες
$t_v$	Χαρακτηριστικός χρόνος βάση του ιξώδους, $t_v = \nu^{1/3} g^{-2/3}$
T	Θερμοκρασία
<b>T</b>	Τανυστής των τάσεων
u	Ταχύτητα
u <sub>mean</sub>	Μέση ταχύτητα υμένα
u <sub>o</sub>	Μέση ταχύτητα κατά Nusselt
V	Όγκος
W	Πλάτος καναλιού

We Αριθμός We,  $We = \frac{\gamma}{\rho \cdot u_o^2 h_N}$

$x_{probes}$  Η απόσταση ανάμεσα στους αισθητήρες

## **Ελληνικοί χαρακτήρες**

### **Σύμβολο Ερμηνεία**

$\alpha$  Οξύτητα κυματισμών,  $\alpha = h_{ripple} / \lambda_R$

B Διαβροχή

$\gamma$  Επιφανειακή τάση

$\gamma_{lo}$  Επιφανειακή τάση καθαρού ρευστού

$\gamma_{lm}$  Επιφανειακή τάση με τη μέγιστη συγκέντρωση επιφανειοδραστικού

$\Gamma$  Συγκέντρωση του επιφανειοδραστικού τον όγκου του ρευστού

$\Gamma_\alpha$  Συγκέντρωση του επιφανειοδραστικού στην επιφάνεια

$\Gamma_{\infty}$  Συγκέντρωση κορεσμού του επιφανειοδραστικού στην επιφάνεια

$\delta$  Ανηγμένος αριθμός Reynolds,  $\delta = Re^{11/9} 5Ka^{1/3} 3^{7/9}$

$\varepsilon$  Παράμετρος διαστολής της επιφάνειας

$\varepsilon_d$  Ελαστικότητα της επιφάνειας

$\eta_d$  Επιφανειακό ιξώδες

$\theta_c$  Γωνία επαφής

2κ Μέση καμπυλότητα της ελεύθερης επιφάνειας

$\lambda_R$  Μήκος Κύματος

$\mu$  Δυναμικό ιξώδες

$\mu_i^*$	Χημικό δυναμικό του συστατικού I στη φάση π
$\nu$	Κινηματικό ιξώδες
$\pi_s$	Επιφανειακή πίεση
$\rho$	Πυκνότητα
$\tau$	Παράμετρος διάχυσης
$\tau_{yx}$	Διατμητική τάση
$\varphi$	Γωνία κλίσης του καναλιού
$\Psi$	Ροϊκή Συνάρτηση
$\omega$	Γωνιακή συχνότητα



## **1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ**

---

## 1.1 Στόχος της εργασίας

Η παρούσα διδακτορική διατριβή εκπονήθηκε στο Εργαστήριο Φυσικών και Χημικών Διεργασιών του Πανεπιστημίου Θεσσαλίας. Στόχος της είναι η πειραματική μελέτη της επίδρασης διαλυτών επιφανειοδραστικών στην πρωτογενή ευστάθεια ροής υγρού υμένα σε επίπεδο τοίχωμα, καθώς και στα χαρακτηριστικά της ελεύθερης επιφάνειας στην ασταθή περιοχή. Συγκεκριμένα, διερευνάται πώς επηρεάζεται ο κρίσιμος αριθμός Reynolds, δηλαδή ο αριθμός Reynolds στον οποίο η ελεύθερη επιφάνεια αρχίζει να αναπτύσσει κυματισμούς για διαφορετικές κλίσεις τοιχώματος, σε συνάρτηση με το είδος της διαλυτής επιφανειοδραστικής ουσίας που προστίθεται. Επίσης, σε υψηλότερους του κρίσιμου αριθμούς Reynolds, καταγράφονται το μήκος, το ύψος και η φασική ταχύτητα κυμάτων που δημιουργούνται από διαταραχή ελεγχόμενης συχνότητας. Τα αποτελέσματα συνεισφέρουν στην κατανόηση των βασικών φυσικών μηχανισμών με τους οποίους τα επιφανειοδραστικά επηρεάζουν τη δυναμική της ελεύθερης επιφάνειας, και εξυπηρετούν την γενικότερη επιδίωξη του ελέγχου ροών υγρού υμένα με προσθήκη κατάλληλων επιφανειοδραστικών.

## 1.2 Εφαρμογές ροής υγρού υμένα

Με τον όρο ροή υγρού υμένα, εννοείται η ροή εκείνη στην οποία το πάχος του ρέοντος ρευστού είναι πολύ μικρό σε σχέση με τα υπόλοιπα χαρακτηριστικά μήκη της ροής. Η ροή υγρού υμένα λόγω βαρύτητας (ροή Nusselt) κατά μήκος κεκλιμένου επίπεδου τοιχώματος αποτελεί ένα βασικό παράδειγμα της ρευστομηχανικής και συναντάται σε πολυάριθμα βιομηχανικά συστήματα, όπως σε εφαρμογές επικάλυψης, εναλλάκτες θερμότητας, αντιδραστήρες, στήλες απορρόφησης κ.α. Λεπτοί υμένες χρησιμοποιούνται στις περισσότερες συσκευές μεταφοράς θερμότητας και μάζας, και

ίσως ο κυριότερος λόγος της χρήσης αυτού του είδους ροής είναι η ικανότητα των υγρών υμένων να μεταφέρουν θερμότητα και μάζα με χαμηλή υδραυλική αντίσταση.

Το πεδίο ροής στον υμένα συχνά επηρεάζει έντονα τους ρυθμούς μεταφοράς και κατά συνέπεια καθορίζει το βαθμό απόδοσης των συσκευών. Ιδιαίτερα ενδιαφέροντα παραδείγματα αποτελούν οι συμυκνωτές ατμού - όπου συνήθως η κύρια αντίσταση στη μεταφορά θερμότητας προβάλλεται από τον υμένα του συμυκνώματος -, οι εξατμιστήρες και οι ατμοπαραγωγικές εγκαταστάσεις - στα τμήματα εκείνα όπου ο μηχανισμός του βρασμού είναι η εξάτμιση από την επιφάνεια του υγρού (και όχι η πυρηνογένεση στο τοίχωμα) – και οι συσκευές μεταφοράς μάζας όπου λαμβάνει χώρα απορρόφηση ελαφρά διαλυτού αερίου. Τα ίδια φαινόμενα ροής και ευστάθειας λεπτών υμένων καθορίζουν τα χαρακτηριστικά και άλλων τεχνολογικών και περιβαλλοντικών συστημάτων με ιδιαίτερο ενδιαφέρον, όπως για παράδειγμα τη συμπεριφορά περυγών αεροπλάνων κατά την πτήση υπό συνθήκες βροχόπτωσης [Smyrniotis et al., 2000].

Υπάρχουν περιπτώσεις στις οποίες είναι επιθυμητή η μεγιστοποίηση των φαινομένων μεταφοράς, ενώ σε άλλες επιδιώκεται η ελαχιστοποίησή τους. Στην πρώτη περίπτωση ανήκουν οι περιπτώσεις ανωτέρω συσκευών μεταφοράς μάζας ή θερμότητας, ενώ χαρακτηριστικό παράδειγμα της δεύτερης περίπτωσης είναι οι διεργασίες επίστρωσης λεπτών υμένων, όπου η παρουσία ανομοιομορφιών του πάχους της επιφάνειας επίστρωσης λόγω ανάπτυξης διαταραχών υποβαθμίζει την ποιότητά τους.

Η επίδραση των επιφανειοδραστικών στη ροή υγρού υμένα παρουσιάζει μεγάλο ενδιαφέρον για τις εφαρμογές που μπορεί να έχει στη βιομηχανία, στη βιοιατρική και στην καθημερινή μας ζωή. Τέτοιες διεργασίες βασίζονται στην εφάπλωση των επιφανειοδραστικών και περιλαμβάνουν ροές επικάλυψης, ροές μικρο-

ρευστομηχανικής, θεραπεία με επιφανειοδραστικά για νεογνά, στράγγιση φιλμ σε γαλακτώματα και αφρούς, ξήρανση τμημάτων ημιαγωγών μικρο-ηλεκτρονική, στους ψεκασμούς στη γεωργία κ.α [Leenaars et al., 1990; DeWitt et al., 1994; Grotberg, 1994; Braun et al., 1999; Matar & Craster, 2001; Afsar – Siddiqui et al., 2003; Knoche et al., 1991]. Η εφάπλωση οδηγείται από την ύπαρξη διαφορών στη συγκέντρωση του επιφανειοδραστικού, η οποία, λόγω της εξάρτησης της επιφανειακής τάσης από τη συγκέντρωση, οδηγεί σε τοπικές διαφορές της επιφανειακής τάσης. Αυτές με τη σειρά τους, προκαλούν την εμφάνιση τάσεων Marangoni (Marangoni stresses) [Edwards et al., 1991], οι οποίες οδηγούν την εφάπλωση του επιφανειοδραστικού στο μέρος του ρευστού που δεν έχει προσβληθεί από εκείνο.

### **1.3 Μελετώμενες παράμετροι**

Οι κύριες φυσικές και λειτουργικές παράμετροι που μεταβάλλονται στην παρούσα εργασία είναι η επιφανειοδραστική ουσία, το ιξώδες της υγρής φάσης, η παροχή του υμένα, η κλίση του τοιχώματος και η συχνότητα εξωτερικά επιβαλλόμενης διαταραχής.

Πιο συγκεκριμένα, ως υγρή φάση χρησιμοποιήθηκαν διαλύματα νερού/γλυκερίνης, νερού/ίσο-προπυλικής ακλοόλης, καθώς και υδατικά διαλύματα του επιφανειοδραστικού SDS, σε διαφορές περιεκτικότητες, ενώ οι παροχές που μελετήθηκαν εξασφάλιζαν τιμές του αριθμού Reynolds σε ένα μεγάλο εύρος πάνω και κάτω από τον κρίσιμο αριθμό Reynolds για κάθε κλίση.

## 1.4 Δομή της διατριβής

Στο επόμενο κεφάλαιο της διατριβής γίνεται μια σύντομη ανασκόπηση της βασικής θεωρίας σχετικά με την ροή υγρού υμένα και την ευστάθειά της, καθώς και σχετικά με τα χαρακτηριστικά των διάφορων επιφανειοδραστικών ουσιών. Στο τρίτο κεφάλαιο παρουσιάζεται η βιβλιογραφική ανασκόπηση των σχετικών προγενέστερων εργασιών, ώστε να καθορισθεί το σημείο εκκίνησης της παρούσας διατριβής. Αξίζει να σημειωθεί ότι διαπιστώνεται η ύπαρξη σχετικά περιορισμένου αριθμού πειραματικών εργασιών, αλλά πληθώρας θεωρητικών/υπολογιστικών, οι οποίες προσφέρουν ενδιαφέρουσες προβλέψεις. Στο τέταρτο κεφάλαιο περιγράφεται η πειραματική διάταξη και παρουσιάζεται η μεθοδολογία που ακολουθήθηκε για την πραγματοποίηση των πειραμάτων. Στο πέμπτο κεφάλαιο παρουσιάζονται τα αποτελέσματα για την περίπτωση των αλκοολών και στο έκτο τα αποτελέσματα για το επιφανειοδραστικό SDS. Τέλος στο έβδομο κεφάλαιο παρουσιάζεται η σύνοψη των βασικών συμπερασμάτων της μελέτης, και εκφράζονται προτάσεις για περαιτέρω έρευνα.

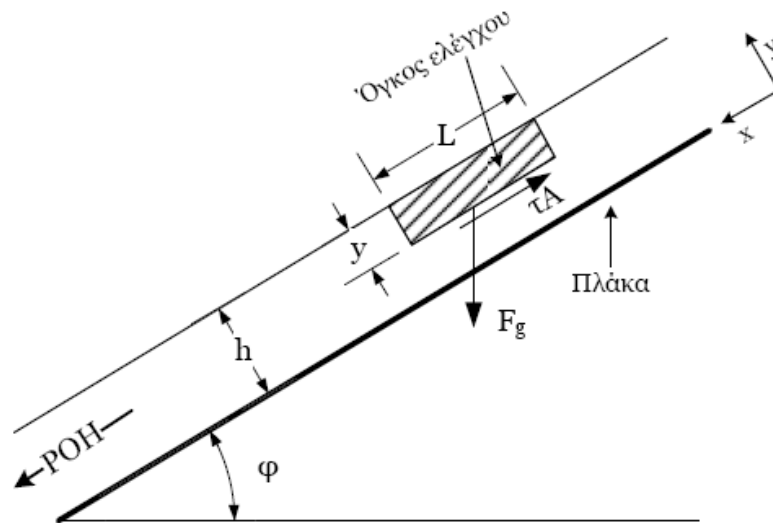
## **2. ΒΑΣΙΚΗ ΘΕΩΡΙΑ**

---

## 2.1 Βασική ροή υγρού υμένα σε επίπεδο τοίχωμα – Ροή Nusselt

Η πιο απλή μορφή του προβλήματος της ροής σε κεκλιμένο επίπεδο είναι αυτή της ροής Nusselt. Θεωρείται ένα στρώμα υγρού που ρέει υπό την επίδραση της βαρύτητας σε μια επικλινή επιφάνεια. Αν η ροή αυτή λαμβάνει χώρα σε μόνιμη κατάσταση με πλήρως ανεπτυγμένη κατανομή ταχύτητας, το πάχος του στρώματος παραμένει σταθερό. Επίσης, η οπισθέλκουσα στην ελεύθερη επιφάνεια του υγρού λόγω του υπερκείμενου αέρα είναι τόσο μικρή που μπορεί να αγνοηθεί. Συνεπώς, η διατμητική τάση στην ελεύθερη επιφάνεια του υγρού λόγω του υπερκείμενου αέρα είναι τόσο μικρή που μπορεί να αγνοηθεί. Έτσι, η διατμητική τάση στην ελεύθερη επιφάνεια λαμβάνεται ίση με μηδέν. Αν επιπλέον η ροή είναι στρωτή και η επιφάνεια του υγρού επίπεδη χωρίς κυματισμούς, η κίνηση του ρευστού μπορεί να αναλυθεί εύκολα μαθηματικά.

Έστω ένα στρώμα ενός νευτωνικού ρευστού που ρέει σε μόνιμη ροή με σταθερό ρυθμό και σταθερό πάχος πάνω σε μια επίπεδη πλάκα, όπως φαίνεται στο σχήμα 2.1. Η πλάκα έχει κλίση και σχηματίζει γωνία  $\phi$ . Το πλάτος του στρώματος σε διεύθυνση κάθετη στην πλάκα είναι  $h$ . Απομονώνεται ένας όγκος ελέγχου, όπως φαίνεται στο σχήμα 2.1, η επάνω επιφάνεια του όγκου ελέγχου βρίσκεται σε επαφή με την ατμόσφαιρα, τα δύο άκρα είναι επίπεδα στην πλάκα σε απόσταση  $L$  μεταξύ τους και η κατώτερη επιφάνεια είναι το επίπεδο που είναι παράλληλο με το τοίχωμα σε απόσταση  $y$  από την επάνω επιφάνεια του στρώματος.



**Σχήμα 2.1:** Δυνάμεις πάνω σε ένα στοιχείο υγρού σε ροή υγρού υμένα

Εφόσον το στρώμα βρίσκεται σε μόνιμη ροή χωρίς επιτάχυνση, τότε σύμφωνα με την αρχή διατήρησης της ορμής, το άθροισμα όλων των δυνάμεων στον όγκο ελέγχου θα είναι ίσο με μηδέν. Οι δυνάμεις που πιθανώς να ενεργούν στον όγκο ελέγχου σε διεύθυνση παράλληλη με τη ροή, είναι οι δυνάμεις πίεσης στα άκρα, οι διατμητικές δυνάμεις στην επάνω και στην κάτω όψη και η συνιστώσα της δύναμης της βαρύτητας στη διεύθυνση της ροής. Επειδή η πίεση στην εξωτερική επιφάνεια είναι η ατμοσφαιρική, οι πιέσεις στα άκρα του όγκου ελέγχου είναι ίσες και αντίθετες. Λόγω παραδοχής, η διατμητική τάση στην επάνω επιφάνεια του στοιχείου αγνοείται. Συνεπώς, οι δύο δυνάμεις που απομένουν είναι η διατμητική δύναμη στην κατώτερη επιφάνεια του όγκου ελέγχου και η συνιστώσα της βαρύτητας στην κατεύθυνση της ροής :

$$\rho \cdot g \cdot \sin \phi - \frac{d\tau_{yx}}{dy} = 0 \quad (2.1-1)$$

Όπου:

$g$  : επιτάχυνση της βαρύτητας



$\tau_{yx}$  : διατμητική τάση στην κατώτερη επιφάνεια του όγκου ελέγχου

$\rho$  : πυκνότητα του ρευστού

Από την παραπάνω εξίσωση προκύπτει :

$$\frac{1}{\rho \cdot g \cdot \sin \phi} \cdot \tau_{yx} = y + c_1 \cdot a \quad (2.1-2)$$

όπου  $c_1$  η σταθερά ολοκλήρωσης. Επειδή η ροή είναι στρωτή ισχύει :

$$\tau_{yx} = -\mu \cdot \frac{du_x}{dy} \quad (2.1-3)$$

όπου  $\mu$  το δυναμικό ιξώδες του ρευστού. Από τις εξισώσεις (2.1-2) και (2.1-3)

προκύπτει :

$$\frac{du_x}{dy} = -\frac{\rho \cdot g \cdot \sin \phi}{\mu} (y + c_1) \quad (2.1-4)$$

Ολοκληρώνοντας η εξ. (2.1-4) δίνει :

$$u_{xy}(y) = -\frac{\rho \cdot g \cdot \sin \phi}{\mu} \left( \frac{1}{2} \cdot y^2 + c_1 \cdot y \right) + c_2 \quad (2.1-5)$$

όπου  $c_2$  η σταθερά ολοκλήρωσης. Οι συνοριακές συνθήκες που διέπουν το πρόβλημα

είναι :

- Για  $y=0$  είναι  $u_x(y)=0$  και
- Για  $y=h$  είναι  $\tau_{yx} = 0$ .

Με χρήση αυτών των συνθηκών προκύπτουν οι δύο σταθερές :

$$u_x(y) = \frac{\rho \cdot g \cdot \sin \phi}{2 \cdot \mu} \cdot y \cdot (2 \cdot h - y) \quad (2.1-6)$$

Η παραπάνω εξίσωση δηλώνει ότι στη περίπτωση στρωτής ροής υγρού υμένα πάνω από επίπεδη κεκλιμένη πλάκα η κατανομή της ταχύτητας είναι παραβολική.

Εξετάζοντας ένα διαφορικό στοιχείο διατομής  $dS$ , όπου  $dS=Wdy$ , ο διαφορικός μαζικός ρυθμός  $dm$  μέσα από αυτό το στοιχείο είναι :

$$dm = \rho \cdot u_x \cdot W \cdot dy \quad (2.1-7)$$

Ο συνολικός μαζικός ρυθμός ροής του ρευστού είναι :

$$\dot{m} = \int_0^h \rho \cdot u_x \cdot W \cdot dy \Rightarrow \frac{\dot{m}}{W} = \frac{h^3 \cdot \rho^2 \cdot g \cdot \sin \phi}{3 \cdot \mu} \Rightarrow h = \sqrt[3]{\frac{3 \cdot \mu \cdot q}{\rho \cdot g \cdot \sin \phi}} \quad (2.1-8)$$

όπου  $q$  είναι η ογκομετρική παροχή ανά μονάδα πλάτους. Η εξίσωση αυτή που δίνει το πάχος ενός πίπτοντος γραμμικού υμένα παρουσιάστηκε για πρώτη φορά από το Nusselt [McCabe et al., 2002].

Η μέση ταχύτητα του ρευστού βρίσκεται εύκολα ολοκληρώνοντας την ταχύτητα  $u_x$  για ένα εμβαδό διατομής και διαιρώντας με το εμβαδόν αυτό:

$$u = \frac{\rho \cdot g \cdot \sin \phi \cdot h_N^2}{3 \cdot \mu} \Rightarrow h_N = \sqrt{\frac{3 \cdot \mu \cdot u}{\rho \cdot g \cdot \sin \phi}} \quad (2.1-9)$$

Ενώ η μέγιστη ταχύτητα,  $u_{\max}$ , στην ελεύθερη επιφάνεια είναι :

$$u_{\max} = u_x(y=h) = \frac{\rho \cdot g \cdot \sin \phi \cdot h^2}{2 \cdot \mu} \quad (2.1-10)$$

Η κατανομή της πίεσης,  $p$ , στην  $y$  κατεύθυνση είναι :

$$\frac{dp}{dy} = -\rho \cdot g \cdot \cos \phi \Rightarrow p = -\rho \cdot g \cdot \cos \phi \cdot y + c_1$$

Με συνοριακή συνθήκη :

- Για  $y=h$  είναι  $p=P_{\text{atm}}$

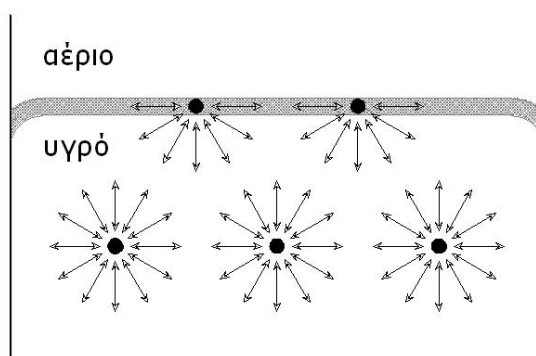
Επομένως, προκύπτει :

$$p = -\rho \cdot g \cdot \cos \phi \cdot (y-h) + P_{\text{atm}} \quad (2.1-11)$$

## 2.2 Επιφανειακά Φαινόμενα

### 2.2.1 Ορισμός της επιφανειακής τάσης

Επιφανειακή τάση χαρακτηρίζεται το σύνολο των δυνάμεων που ασκούνται στην επιφάνεια ενός υγρού λόγω της ασύμμετρης έλξης των επιφανειακών μορίων με συνέπεια την ελάττωση της επιφάνειας του υγρού. Όπως φαίνεται και στο Σχήμα 2.2, σε ένα μόριο το οποίο βρίσκεται στο εσωτερικό του υγρού οι δυνάμεις αυτές αλληλοεξουδετερώνονται, ενώ σε ένα επιφανειακό μόριο ασκούνται μονόπλευρα προς το εσωτερικό του διαλύματος. Η συνισταμένη όλων αυτών των δυνάμεων είναι η δύναμη συνοχής η οποία τείνει να φέρει τα μόρια της επιφάνειας προς το εσωτερικό του υγρού. Επειδή η επιφάνεια ενός υγρού σε κατάσταση ισορροπίας είναι η ελάχιστη, για να την αυξήσουμε πρέπει να καταναλώσουμε έργο. Το ποσό αυτού του έργου ανά μονάδα επιφάνειας αποτελεί έναν ισοδύναμο ορισμό της **επιφανειακής τάσης**.



**Σχήμα 2.2:** Δυνάμεις που αναπτύσσονται μεταξύ μορίων στο εσωτερικό ενός υγρού και στη διεπιφάνεια

Συνεπώς όλη η ελεύθερη επιφάνεια του υγρού βρίσκεται κάτω από την επίδραση δυνάμεων οι οποίες συνεπάγονται την ύπαρξη μιας ενέργειας, που ονομάζεται ελεύθερη επιφανειακή ενέργεια. Το σύστημα έτσι τείνει να αποκτήσει τη

χαμηλότερη στάθμη ενέργειας και τα υγρά αυθόρμητα ελαττώνουν την ενέργεια της επιφάνειάς τους. Αποτέλεσμα αυτής ακριβώς της τάσης είναι το σφαιρικό σχήμα που παίρνουν οι σταγόνες. Μέτρο της επιφανειακής τάσης είναι ο συντελεστής επιφανειακής τάσης, ο οποίος παρέχει το έργο  $W$  που απαιτείται για την αύξηση της επιφάνειας  $S$  ενός υγρού κατά μία μονάδα.

Με τον όρο διεπιφάνεια εννοούμε την περιοχή η οποία δημιουργείται ανάμεσα σε δύο διαφορετικές φάσεις που έρχονται σε επαφή και η έκτασή της δεν ξεπερνά τις διαστάσεις μιας μονομοριακής στοιβάδας.

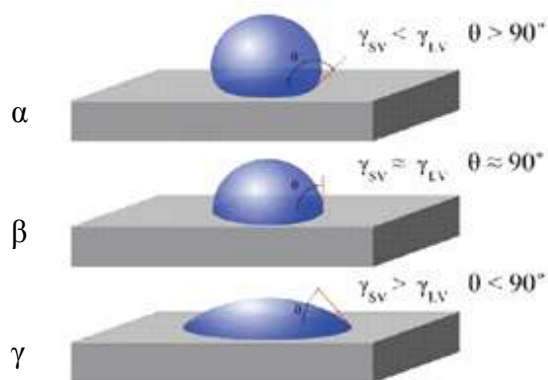
### 2.2.2 Γωνία επαφής (*contact angle*)

Σε πολλές περιπτώσεις, μπορούν να συνυπάρχουν περισσότερες από δύο φάσεις, και επομένως η μια φάση διαχωρίζεται από τις γειτονικές, με περισσότερες από μία διεπιφάνειες (διεπιφάνειες υγρού – αερίου, στερεού – υγρού, υγρού – υγρού, κ.λ.π). Έστω το παράδειγμα μίας σταγόνας ενός υγρού πάνω σε μία επίπεδη μεταλλική επιφάνεια. Το σύστημα σε αυτή την περίπτωση αποτελείται από τρεις διεπιφάνειες: μία υγρού – αερίου μία στερεού – υγρού και μία στερεού – αερίου. Κάθε μία από αυτές χαρακτηρίζεται από μία επιφανειακή τάση  $\gamma_{\alpha\beta}$ , όπου οι δείκτες  $\alpha$  και  $\beta$  δηλώνουν τις διαχωριζόμενες φάσεις  $\alpha$  και  $\beta$ .

Το σχήμα το οποίο θα λάβει η σταγόνα του υγρού κατά την εναπόθεση της πάνω σε μία στερεή επιφάνεια, εξαρτάται από τα σχετικά μεγέθη των διεπιφανειακών τάσεων  $\gamma_{\alpha\beta}$  οι οποίες, φυσικά, καθορίζονται από τις σχετικές εντάσεις των αλληλεπιδράσεων των μορίων. Αν τα μόρια του υγρού έλκονται περισσότερο από τα μόρια του στερεού απ' ό,τι μεταξύ τους, τότε το υγρό διαβρέχει το στερεό. Στην περίπτωση που η διαφορά των διαμοριακών δυνάμεων υγρού – στερεού και υγρού – υγρού είναι σημαντική, τότε το υγρό εφαπλώνεται πλήρως στο στερεό μέχρι σχηματισμού ενός μονομοριακού στρώματος. Στην άλλη οριακή περίπτωση, στην

οποία οι διαμοριακές δυνάμεις στο υγρό είναι σημαντικά μεγαλύτερες απ' ό τι μεταξύ των μορίων υγρού-στερεού, η διεπιφάνεια υγρού στερεού τείνει στο μηδέν. Αυτό σημαίνει ότι το στερεό είναι πλήρως αδιάβροχο από το υγρό.

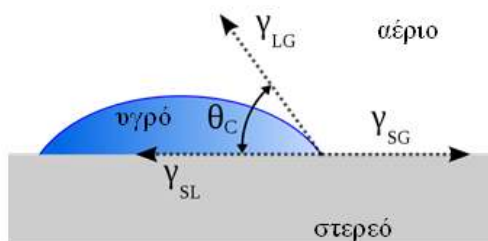
Υπάρχουν και οι ενδιάμεσες καταστάσεις μερικής διαβροχής. Σ' αυτές, η σταγόνα του υγρού σχηματίζει γωνία ισορροπίας με τη στερεά επιφάνεια μεταξύ  $0^\circ$  και  $180^\circ$  γνωστή ως **γωνία επαφής (contact angle)**. Τρεις τυπικές περιπτώσεις φαίνονται στο σχήμα 2.3 για αμβλεία, ορθή και οξεία γωνία επαφής. Η γωνία επαφής μίας υγρής σταγόνας με στέρεα επιφάνεια μετράται πάντα από την πλευρά του υγρού.



**Σχήμα 2.3:** Τρεις τυπικές περιπτώσεις γωνιών επαφής

Η διεπιφάνεια υγρού-αερίου στο σχήμα 2.4 χαρακτηρίζεται από διεπιφανειακή τάση  $\gamma_{LG}$ , η διαπιφάνεια υγρού-στερεού από την τάση  $\gamma_{LS}$  και η διαπιφάνεια αερίου-στερεού από την τάση  $\gamma_{SG}$ . Τα σχετικά μεγέθη αυτών των διεπιφανειακών τάσεων, όπως αναφέραμε προηγουμένως, καθορίζουν το σχήμα της σταγόνας στην ισορροπία. Οι τάσεις  $\gamma_{LG}$ ,  $\gamma_{SL}$  και  $\gamma_{SG}$  δρουν ανά μονάδα μήκους της περιμέτρου διαβροχής (τομής των τριών διεπιφανειών) και είναι κάθετες στα διάφορα τμήματα της περιμέτρου και εφαπτόμενες των αντίστοιχων διεπιφανειών. Στην ισορροπία θα πρέπει η συνισταμένη τους να είναι ίση με μηδέν. Ωστόσο, επειδή το σημείο εφαρμογής τους μπορεί να μετακινηθεί μόνο πάνω στη στερεά επιφάνεια και

δεν μπορεί να αποσπασθεί από αυτήν, αντί για τις παραπάνω δυνάμεις θα πρέπει να πάρουμε τις προβολές τους στη στερεή επιφάνεια.



**Σχήμα 2.4:** Η σχέση μεταξύ γωνίας επαφής και διεπιφανειακών τάσεων

Αν θεωρήσουμε ότι η συνισταμένη των προβολών είναι μηδέν, τότε προκύπτει η σχέση:

$$\gamma_{SG} = \gamma_{LS} + \gamma_{LG} \cos \theta_c$$

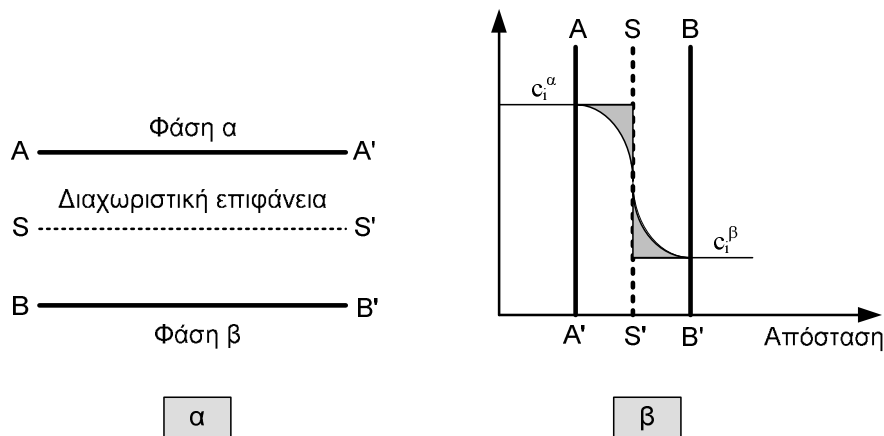
$$\text{ή } \cos \theta_c = \frac{\gamma_{SG} - \gamma_{LS}}{\gamma_{LG}} \quad (2.2-1)$$

Η σχέση 2.2-1 είναι η εξίσωση Young για τη γωνία επαφής. Ο όρος  $\cos \theta_c$  ονομάζεται διαβροχή και συμβολίζεται συχνά στη βιβλιογραφία με το γράμμα **B**. Το **B** μεταβάλλεται από +1 (πλήρης διαβροχή) μέχρι -1 (πλήρως αδιάβροχη επιφάνεια).

Το φαινόμενο της διαβροχής είναι μεγάλης τεχνολογικής σημασίας σε διεργασίες όπως η βαφή των υφάνσιμων ινών, η τυπογραφία, η μηχανική κατεργασία μετάλλων, η έκπλυση ρούχων, η συγκόλληση μετάλλων κ.λπ. [Παναγιώτου, 1995].

### 2.3 Θερμοδυναμική των διεπιφανειών

Θεωρούμε δύο φάσεις α και β οι οποίες διαχωρίζονται από μία διαχωριστική επιφάνεια, η οποία είναι μικρού αλλά μη μηδενικού πάχους. Στο σχήμα 2.5α [Παναγιώτου, 1995] παρουσιάζεται μια τέτοια διεπιφανειακή περιοχή μεταξύ των φάσεων α και β.



**Σχήμα 2.5:** α) Η διαφασική περιοχή μεταξύ των ογκωδών φάσεων α και β, β) Η μεταβολή της συγκέντρωσης του συστατικού  $i$  στη διαφασική περιοχή

Η θέση αυτής της διεπιφανειακής περιοχής εξαρτάται από τα επίπεδα AA' και BB'. Τα όρια των επιπέδων αυτών προκύπτουν από τις ακόλουθες συνθήκες: η φάση α να είναι ομογενής ως προς όλες τις ιδιότητες της μέχρι το επίπεδο AA' ενώ η φάση μέχρι το επίπεδο BB'. Μέσα στη διεπιφανειακή περιοχή, οι ιδιότητες του συστήματος μεταβάλλονται συνεχώς από τις τιμές της φάσης α στο AA' μέχρι τις τιμές της φάσης β στο BB'. Στο σχήμα 2.5β φαίνεται μία τέτοια μεταβολή της συγκέντρωσης του συστατικού  $i$ .

Οι φάσεις α και β μπορούν να διαχωριστούν με μία γεωμετρική επιφάνεια SS' μέσα στη διεπιφανειακή περιοχή παράλληλη με τα επίπεδα AA' και BB'. Μια τέτοια επιφάνεια ονομάζεται στη θερμοδυναμική ανάλυση **επιφανειακή φάση** και οι ιδιότητες της διακρίνονται με τον άνω δείκτη  $s$ . Πρόκειται για μια διδιάστατη φάση όγκου  $V^s=0$  και εμβαδού  $A$ . Το ισοζύγιο μάζας για το συστατικό  $i$  στο σύστημα είναι:

$$n_i = n_i^s + n_i^s + n_i^s \quad (2.3-1)$$

Οι άνω δείκτες στη σχέση 2.3-1 δηλώνουν τη φάση ανάμεσα στις φάσεις α και β.

### 2.3.1 Η εξίσωση προσρόφησης του Gibbs

Μπορούμε να αντικαταστήσουμε το πραγματικό μας σύστημα με ένα υποθετικό, στο οποίο οι ομογενείς φάσεις α και β επεκτείνονται ως την επιφανειακή φάση SS' θεωρώντας ότι:

$$n_i^a = c_i^a V^a \text{ και } n_i^b = c_i^b V^b \quad (2.3-2)$$

Όπου  $V^a$  και  $V^b$  είναι ο όγκος της φάσης α και β αντίστοιχα.

Για να ικανοποιηθεί η σχέση 2.3-1 στο υποθετικό σύστημα, το  $n_i^a$  μπορεί να είναι θετικό ή αρνητικό.

Η συγκέντρωση του συστατικού i στη διεπιφάνεια ορίζεται κατά τον Gibbs ως εξής:

$$\Gamma_i = \frac{n_i^s}{A} \quad (2.3-3)$$

Από τη θερμοδυναμική είναι γνωστό ότι το ολικό διαφορικό της ελεύθερης ενθαλπίας για ένα ανοιχτό σύστημα δίνεται από τη σχέση:

$$G^\pi = -S^\pi dT + V^\pi dP + \sum_i \mu_i^\pi dn_i^\pi \quad (2.3-4)$$

όπου  $\mu_i^\pi$  είναι το χημικό δυναμικό του συστατικού i στη φάση π.

Στην περίπτωση της επιφανειακής φάσης s μπορεί να γραφεί μία ανάλογη σχέση για το ολικό διαφορικό της ελεύθερης ενθαλπίας  $dG^s$ , θεωρώντας ότι, ο όγκος της επιφανειακής φάσης είναι ίσος με μηδέν και επιπλέον, ότι υπάρχει μία νέα εκτατική μεταβλητή, το εμβαδόν της επιφανειακής φάσης A. Η συζυγής εντατική μεταβλητή της A είναι η επιφανειακή τάση γ. Μπορούμε επομένως να θεωρήσουμε:

$$dG^s = -S^s dT + \gamma dA + \sum_i \mu_i^s dn_i^s \quad (2.3-5)$$

Στην ισορροπία όμως θα ισχύει:

$$\mu_i^s = \mu_i^a = \mu_i^b = \mu_i$$

Επομένως για ισοθερμοκρασιακές μεταβολές, η σχέση 2.3-5 γίνεται:



$$dG^s = \gamma dA + \sum_i \mu_i dn_i^s \quad T = \text{σταθ.} \quad (2.3-6)$$

Εφαρμόζοντας το θεώρημα του Euler για ομογενείς συναρτήσεις στην σχέση 2.3-6 παίρνουμε:

$$G^s = \gamma A + \sum_i \mu_i n_i^s \quad (2.3-7)$$

$$n_1^s = 0$$

Αλλά η εξίσωση 2.6-7 δίνει για το τέλει διαφορικό της  $G^s$  :

$$dG^s = \gamma dA + A d\gamma + \sum_i \mu_i dn_i^s + \sum_i n_i^s d\mu_i \quad (2.3-8)$$

Αφαιρώντας κατά μέλη της εξισώσεις 2.6-6 και 2.6-8 προκύπτει:

$$\sum_i n_i^s d\mu_i + A d\gamma = 0 \quad (2.3-9)$$

Διαιρώντας κατά μέλη με το εμβαδόν  $A$  και χρησιμοποιώντας την σχέση 2.6-3, παίρνουμε την **εξίσωση Gibbs** για την επιφανειακή τάση:

$$-d\gamma = \sum_{i=1}^c \Gamma_i d\mu_i \quad (2.3-10)$$

### 2.3.2 Η σχετική προσρόφηση

Επιλέγουμε να τοποθετήσουμε τη διαχωριστική επιφάνεια  $SS'$ , την οποία ορίσαμε σύμφωνα με το σχήμα 2.8β, σε τέτοια θέση, ώστε η απόλυτη προσρόφηση ενός συστατικού, π.χ. του 1 είναι μηδέν, δηλαδή  $\Gamma_1 = 0$ . Αυτό σημαίνει ότι  $n_1^s = 0$  σύμφωνα με τη σχέση 2.6-3. Επομένως τα εμβδάδα των γραμμοσκιασμένων επιφανειών στο σχήμα 2.5β είναι ίσα. Όταν η διαχωριστική επιφάνεια τοποθετείται σε αυτή τη θέση, οι προσροφήσεις των άλλων συστατικών,  $i \neq 1$ , είναι οι *σχετικές προσροφήσεις τους ως προς το συστατικό 1* και συμβολίζονται ως  $\Gamma_{i,1}$ . Συνεπώς, από τη σχέση 2.3-10 παίρνουμε:

$$\Gamma_{i,1} = \left( \frac{\partial \gamma}{\partial \mu_i} \right)_{T, \mu_{j \neq i, 1}} \quad (2.3-11)$$

Για σύστημα δύο συστατικών η παραπάνω σχέση γίνεται:

$$\Gamma_{2,1} = - \left( \frac{\partial \gamma}{\partial \mu_2} \right)_T \quad (2.3-12)$$

Η εξίσωση 2.6-11 ονομάζεται *ισόθερμη της σχετικής προσρόφησης του Gibbs*.

Για να έχει κάποιο νόημα η μέχρι σε αυτό το σημείο θερμοδυναμική ανάλυση θα πρέπει να μπορέσουμε να συσχετίσουμε τις θεωρητικές ποσότητες  $\Gamma_{i,1}$  με τις πραγματικές επιφανειακές συγκεντρώσεις. Η σχέση 2.3-11 ισχύει ανεξάρτητα από τη θέση της επιφάνειας SS' μέσα στη διεπιφανειακή περιοχή.

Η σχετική προσρόφηση  $\Gamma_{i,1}$  είναι μια ιδιότητα της διεπιφανειακής περιοχής του πραγματικού συστήματος και εντελώς ανεξάρτητη από τη θέση της διαχωριστικής επιφάνειας. Για να γίνει πιο σαφής η φυσική σημασία της  $\Gamma_{i,1}$ , ας θεωρηθεί η διεπιφάνεια υγρού αερίου σε ένα σύστημα δύο συστατικών. Έστω ότι στη διεπιφάνεια υπάρχουν  $n_1^\sigma$  και  $n_2^\sigma$  moles των συστατικών 1 και 2 αντίστοιχα. Θεωρείται ένας στοιχειώδης όγκος της υγρής φάσης, στον οποίο ο αριθμός mole του συστατικού 1 είναι ίσος με  $n_1^\sigma$ . Στον όγκο αυτό έστω ότι υπάρχουν επίσης  $n_2^l$  moles του συστατικού 2. Το  $\Gamma_{2,1}$  δεν είναι παρά ο λόγος της διαφοράς  $n_2^\sigma - n_2^l$  με το εμβαδόν της διεπιφάνειας A. Προσδιορίζοντας λοιπόν το  $\Gamma_{2,1}$ , προσδιορίζουμε την πρόσθετη συγκέντρωση του 2 στη διεπιφάνεια σε σχέση με τη συγκέντρωση του συστατικού αυτού στο υγρό.

Θεωρείται η διεπιφάνεια υγρού-αερίου σε ένα σύστημα δύο συστατικών. Αν η υγρή φάση μπορεί να θεωρηθεί ιδανική, τότε έχουμε για το χημικό δυναμικό του συστατικού 2:

$$\mu_2 = \mu_2^0(T) + RT \ln x_2 \quad (2.3-13)$$

Οπότε η σχέση 2.3-12 γίνεται:

$$\Gamma_{2,1} = -\left(\frac{\partial \gamma}{\partial \mu_2}\right) = -\frac{1}{RT} \left(\frac{\partial \gamma}{\partial \ln x_2}\right)_T = -\frac{x_2}{RT} \left(\frac{\partial \gamma}{\partial x_2}\right)_T \quad (2.3-14)$$

Αν το διάλυμα δεν είναι ιδανικό αλλά η αέρια φάση σε ισορροπία μπορεί να θεωρηθεί ιδανική τότε:

$$\mu_2 = \mu_2^{\circ}(T) + RT \ln P_2 \quad (2.3-15)$$

όπου  $P_2$  η μερική πίεση του συστατικού 2 στην αέρια φάση. Η εξίσωση 2.3-12 σε αυτή την περίπτωση γίνεται:

$$\Gamma_{2,1} = -\frac{1}{RT} \left(\frac{\partial \gamma}{\partial \ln P_2}\right)_T = -\frac{P_2}{RT} \left(\frac{\partial \gamma}{\partial P_2}\right)_T \quad (2.3-16)$$

## 2.4 Γενική κατάστρωση του προβλήματος

### 2.4.1 Σταθερή επιφανειακή τάση

Μια πλήρης περιγραφή της ροής υγρού υμένα στη γενική περίπτωση μπορεί να προκύψει από τις εξισώσεις Navier-Stokes και την εξίσωση της συνέχειας σε συνδυασμό με τις κατάλληλες συνοριακές συνθήκες. Με χρήση ως χαρακτηριστικών μεγεθών του πάχους  $h_N$ , και της μέσης ταχύτητας  $u_0$ , της λύσης Nusselt που αναλύσαμε παραπάνω, προκύπτουν οι εξής εξισώσεις σε αδιάστατη μορφή:

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (2.4.1-1)$$

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} = \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u} = -\nabla P + \frac{1}{\text{Re}} \cdot \nabla^2 \mathbf{u} + \frac{1}{\text{Fr}^2} \cdot \mathbf{g} \quad (2.4.1-2)$$

Όπου  $\mathbf{u} = (u, w)$  είναι το διάνυσμα της ταχύτητας σε καρτεσιανές συντεταγμένες. Οι αριθμοί Reynolds και Froude ορίζονται ως εξής:

$$\text{Re} = \frac{u \cdot h_N}{\nu} = \frac{q}{\nu} \quad (2.4.1-3)$$

$$\text{Fr} = \frac{u_0}{\sqrt{g \cdot \sin \phi \cdot h_N}} \quad (2.4.1-4)$$

Οι συνοριακές συνθήκες που ολοκληρώνουν την περιγραφή του προβλήματος είναι οι συνθήκες μη-ολίσθησης και μη-διείσδυσης της ταχύτητας στο τοίχωμα:

$$u = w = 0 \quad (2.4.1-5)$$

και η κινηματική συνθήκη και η ισορροπία δυνάμεων στην ελεύθερη επιφάνεια:

$$\frac{\partial h}{\partial t} + u \cdot \frac{\partial h}{\partial x} = w \quad (2.4.1-6)$$

$$\mathbf{n} \cdot \mathbf{T} = We \cdot 2\kappa \cdot \mathbf{T} \quad (2.4.1-7)$$

$$We = \frac{\gamma}{\rho \cdot u^2 \cdot h_N} \quad (2.4.1-8)$$

όπου ο αριθμός Weber δίνεται από την εξίσωση 2.4.1-8. Με  $2\kappa$  παριστάνεται η μέση καμπυλότητα της ελεύθερης επιφάνειας,  $\mathbf{n}$  το μοναδιαίο διάνυσμα κάθετο στην ελεύθερη επιφάνεια,  $\gamma$  η επιφανειακή τάση του ρευστού και  $\mathbf{T}$  ο τανυστής τάσεων.

$$We = \frac{\gamma}{\rho \cdot u^2 \cdot h_N} \quad (2.4.1-9)$$

Εναλλακτικά του αριθμού Weber, ο οποίος εκφράζει το λόγο των τριχοειδών δυνάμεων ως προς τις αδρανειακές δυνάμεις, η επίδραση των τριχοειδών φαινομένων μπορεί να περιγραφεί από άλλους αδιάστατους αριθμούς, όπως ο τριχοειδής αριθμός  $Ca$  και ο αριθμός Kapitza.

$$Ca = \frac{\mu u_0}{\gamma} \quad (2.4.1-10)$$

$$Ka = \frac{\gamma}{\rho \nu^{4/3} g^{1/3}} \quad Ka_x = \frac{\gamma}{\rho \nu^{4/3} (g \sin \phi)^{1/3}} \quad (2.4.1-11)$$

Ο  $Ka_x$  είναι ο αριθμός Karitza εκφρασμένος κατά τη συνιστώσα της βαρύτητας στη διεύθυνση ροής. Είναι ένας αδιάστατος αριθμός, ιδιαίτερα χρήσιμος για πειραματικές εργασίες, όπως θα φανεί και στη συνέχεια τις παρούσας εργασίας, επειδή εξαρτάται μόνο από τις ιδιότητες του ρευστού. Θεωρείται ο χαρακτηριστικός χρόνος  $t_v$  (2.4.1-12) και το χαρακτηριστικό μήκος  $l_v$ , (2.4.1-13) βάση του ιξώδους και της επιτάχυνσης της βαρύτητας καθώς και το τριχοειδές χαρακτηριστικό μήκος  $l_c$  (2.4.1-14) [Ruyer-Quill et al.,2008].

$$t_v = \nu^{1/3} g^{-2/3} \quad (2.4.1-12)$$

$$l_v = \nu^{2/3} g^{-1/3} \quad (2.4.1-13)$$

$$l_c = \sqrt{\gamma/(\rho g)} \quad (2.4.1-14)$$

Ο αριθμός Karitza μπορεί να γραφεί ως:

$$Ka = \frac{\gamma}{\rho \nu^{4/3} g^{1/3}} = \frac{\gamma/l_v}{\mu/t_v} \quad \text{αλλά και} \quad Ka = \left( \frac{l_c}{l_v} \right)^2$$

εκφράζοντας έτσι τις επιφανειακές τάσεις ως προς τις ιξώδεις τάσεις στην πρώτη περίπτωση και τη σχέση ανάμεσα στο τριχοειδές και ιξώδες χαρακτηριστικό μήκος.

#### 2.4.2 Μεταβλητή επιφανειακή τάση

Προκειμένου να προσδιοριστεί η γενικότερη υδροδυναμική συμπεριφορά του υγρού υμένα με την παρουσία επιφανειοδραστικών, χρησιμοποιείται καρτεσιανό σύστημα συντεταγμένων  $(x, z)$ . Το πεδίο της ταχύτητας είναι  $\mathbf{u} = (u, w)$  όπου  $u$  και  $w$  είναι η οριζόντια και η κάθετη συνιστώσα αντίστοιχα. Η διεπιφάνεια του υγρού με τον αέρα βρίσκεται στο σημείο  $z = h(x, t)$  ενώ η διεπιφάνεια υγρού-στερεού βρίσκεται στο  $z=0$ . Το  $t$  δηλώνει χρόνο.

Η αρχή διατήρησης της ορμής δίνεται από τη σχέση:

$$\rho \left( \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u} \right) + \nabla P - \mu \nabla^2 \mathbf{u} - \rho \mathbf{g} = 0 \quad (2.4.2-1)$$

και η αρχή διατήρησης της μάζας:

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (2.4.2-2)$$

όπου  $\mathbf{u}$  είναι το διάνυσμα της ταχύτητας και  $P$  η πίεση και  $t$  ο χρόνος και  $\mathbf{g}$  η επιτάχυνση της βαρύτητας ως  $\mathbf{g} = g(\sin\phi, -\cos\phi)$ . Ο όρος της βαρυτικής δύναμης θεωρείται αμελητέος και για το λόγο αυτό παραλείπεται.

Για να λυθούν οι σχέσεις 2.4.2-1 και 2.4.2-2 πρέπει να ληφθούν υπόψη οι συνοριακές συνθήκες. Κατά μήκος της ελεύθερης επιφάνειας, το πεδίο της ταχύτητας πρέπει να ικανοποιεί ένα τοπικό ισοζύγιο δυνάμεων ανάμεσα στις ιξώδεις δυνάμεις του υγρού και στις μεταβολές της επιφανειακής τάσης (δυνάμεις Marangoni), καθορίζοντας την πίεση της αέριας φάσης στο μηδέν (πίεση αναφοράς). Οι δυνάμεις Marangoni μπορεί να είναι αποτέλεσμα ανομοιομορφου θερμοκρασιακού πεδίου, ή όπως στην περίπτωση των επιφανειοδραστικών, είναι αποτέλεσμα των μεταβολών στη χημική σύσταση της επιφάνειας.

Η συγκέντρωση του επιφανειοδραστικού είναι έντονα συνδεδεμένη με την εξέλιξη του υμένα: τα μόρια του επιφανειοδραστικού προσανατολίζονται στην επιφάνεια, και στην περίπτωση διαλυτού επιφανειοδραστικού, υπάρχουν και μόρια μέσα στον κύριο όγκο του ρευστού.

Με την επιβολή της εξωτερικής διαταραχής δημιουργούνται κυμάτα στην επιφάνεια του υμένα. Καθώς το επιφανειοδραστικό μέσο συγκεντρώνεται σε μια διεπιφάνεια, η επιφανειακή τάση μειώνεται. Εάν η επιφάνεια ενός σταθεροποιημένου υμένα με επιφανειοδραστικό υποβληθεί σε μια ξαφνική επέκταση (όπως με την επιβολή μιας διαταραχής), η στιγμιαία επεκταθείσα ποσότητα του υμένα θα έχει έναν χαμηλότερο βαθμό συγκέντρωσης επιφανειοδραστικού από τις μη επεκταμένες ποσότητες επειδή το εμβαδό της επιφάνειας θα έχει αυξηθεί. Αυτό προκαλεί μια

παροδική αύξηση της επιφανειακής τάσης που επιφέρει την άμεση συστολή του τμήματος της επιφάνειας.

Η επιφάνεια του υμένα συνδέεται μέσω ιξωδών δυνάμεων, με τα κατώτερα υγρά στρώματα. Κατά συνέπεια, η συστολή της επιφάνειας, λόγω του τριχοειδούς φαινομένου (Capillary effect) προκαλεί τη ροή υγρού στη περιοχή κοντά στην επιφάνεια, από τη χαμηλής τάσης περιοχή στην περιοχή υψηλής τάσης. Η μεταφορά της μάζας του υγρού λόγω των διαβαθμίσεων της επιφανειακής τάσης καλείται φαινόμενο Marangoni. Το φαινόμενο Gibbs - Marangoni εμμένει μόνο έως ότου αποκατασταθεί η ισορροπία στην προσρόφηση του επιφανειοδραστικού, μια διαδικασία που μπορεί να πραγματοποιηθεί εντός δευτερολέπτων ή να διαρκέσει για μία περίοδο ωρών. Για τα ιξώδη υγρά με μεγαλύτερες συγκεντρώσεις επιφανειοδραστικών και σε παχύτερους υμένες, αυτό μπορεί να πραγματοποιηθεί γρήγορα. Ωστόσο, στους λεπτούς υμένες μπορεί να μην υπάρξει αρκετό επιφανειοδραστικό στην εκτεταμένη περιοχή επιφάνειας για να επανακτηθεί η ισορροπία γρήγορα, απαιτώντας τη διάχυση και από άλλα μέρη του υμένα. Οι διαδικασίες αποκατάστασης είναι επομένως η μετακίνηση των μορίων του επιφανειοδραστικού κατά μήκος της διεπιφάνειας από μια περιοχή χαμηλής επιφανειακής τάσης προς περιοχές με υψηλότερη επιφανειακή τάση και η μετακίνηση των μορίων του από το σώμα του λεπτού υμένα προς την επιφάνειά του. Κατά συνέπεια, το φαινόμενο Gibbs - Marangoni παρέχει μια δύναμη που αντιδρά.

Το ισοζύγιο των δυνάμεων στην την ελεύθερη επιφάνεια έχει την ακόλουθη εφαπτομενική και την κάθετη συνιστώσα:

$$\mathbf{n} \cdot \mathbf{T} \cdot \mathbf{t} = \mathbf{t} \cdot \nabla_s \gamma_l \quad (2.4.2-3)$$

$$\mathbf{n} \cdot \mathbf{T} \cdot \mathbf{n} = 2\kappa\gamma_l - P_{air} \quad (2.4.2-4)$$

όπου  $\mathbf{n}$  και  $\mathbf{t}$  είναι τα μοναδιαία διανύσματα με διεύθυνση κάθετη και εφαπτομενική στη διεπιφάνεια αντίστοιχα και ορίζονται ως:  $\mathbf{n} = (-\partial_x h, 1) / (1 + (\partial_x h)^2)^{1/2}$  και  $\mathbf{t} = (1, \partial_x h) / (1 + (\partial_x h)^2)^{1/2}$ .  $\nabla_s$  είναι ο τελεστής κλίσης της επιφάνειας και  $\mathbf{T}$  ο συνολικός τανυστής των τάσεων ορισμένος ως:

$$\mathbf{T} = -P\mathbf{I} + \mu(\nabla\mathbf{u} + (\nabla\mathbf{u})^T) \quad (2.4.2-5)$$

όπου  $\mathbf{I}$  είναι ο μοναδιαίος τανυστής και  $2\kappa$  είναι η μέση καμπυλότητα της ελεύθερης επιφάνειας ορισμένη ως:

$$2\kappa = -\nabla_s \cdot \mathbf{n} = \frac{\partial_x^2 h}{[1 + (\partial_x h)^2]^{3/2}} \quad \text{και} \quad \nabla_s = (\mathbf{I} - \mathbf{nn}) \cdot \nabla \quad (2.4.2-6)$$

Επιπλέον, θέτουμε κατά μήκος της ελεύθερης επιφάνειας στο  $z = h(x, t)$ , την κινηματική συνοριακή συνθήκη:

$$\frac{\partial h}{\partial t} + u \frac{\partial h}{\partial x} = w \quad (2.4.2-7)$$

Υπάρχουν ακόμα δύο επιπρόσθετες συνοριακές συνθήκες, στην διεπιφάνεια υγρού στερεού. Στην κατακόρυφη διεύθυνση, έχουμε τη συνθήκη μη διείσδυσης η οποία εκφράζεται ως:  $w = 0$

$$(2.4.2-8)$$

και στην οριζόντια διεύθυνση, τη συνθήκη μη ολίσθησης εκφρασμένη ως

$$u = 0 \quad (2.4.2-9)$$

## 2.5 Επιφανειοδραστικές ουσίες (Surfactants)

Επιφανειοδραστική ονομάζεται γενικά μία ουσία που επενεργεί και μεταβάλλει την επιφανειακή τάση του μέσου στο οποίο προστίθεται, ή την διεπιφανειακή τάση μεταξύ του διαλύματος αυτής και μιας άλλης φάσης ρευστού.



Η δράση των επιφανειοδραστικών αποδίδεται στην τάση αυτών να έχουν στην διεπιφάνεια διαφορετική συγκέντρωση από εκείνη που έχουν στο εσωτερικό των φάσεων. Τα επιφανειοδραστικά έχουν χαρακτηριστική μοριακή δομή που αποτελείται από δύο μέρη, το υδρόφιλο και το υδρόφοβο, όπως φαίνεται στο παρακάτω σχήμα.



**Σχήμα 2.6:** Σχηματική αναπαράσταση του επιφανειοδραστικού μορίου

Κατά τη διάλυση μιας τέτοιας ουσίας, αφενός η παρουσία της υδρόφιλης ομάδας προκαλεί παραμόρφωση της δομής του διαλύτη αυξάνοντας την ελεύθερη ενέργεια του συστήματος, με αποτέλεσμα η επιφανειοδραστική ουσία να συγκεντρώνεται στην διεπιφάνεια του συστήματος, αφετέρου, η υδρόφοβη ομάδα εμποδίζει την απομάκρυνση του επιφανειοδραστικού από το διαλύτη ως ξεχωριστή φάση. Η διπλή δομή του επιφανειοδραστικού προκαλεί όχι μόνο τη συγκέντρωσή του στην διεπιφάνεια αλλά και την ελάττωση της επιφανειακής τάσης του διαλύτη.

Η δομή των ομάδων, που θα μπορούσαν να χαρακτηριστούν ως υδρόφιλα ή υδρόφοβα τμήματα του επιφανειοδραστικού μορίου ποικίλει ανάλογα με τη φύση του διαλύτη και τις συνθήκες χρησιμοποίησής τους. Οργανικές ουσίες, όπως τα λιπαρά οξέα και οι αλκοόλες, είναι διαλυτές τόσο στο νερό όσο και σε ελαιώδεις διαλύτες. Το υδρογοναθρακικό μέρος του μορίου ευνοεί τη διάλυση στην ελαιώδη φάση, ενώ η πολική ομάδα  $-COOH$  ή  $-OH$  ευνοεί τη διάλυση στο νερό. Όταν τα μόρια αυτά προσροφούνται στη διεπιφάνεια αέρα-υγρού, προσανατολίζουν την υδρόφιλη ομάδα -

κεφαλή στην υδατική φάση και τη λιπόφιλη υδρογονανθρακική αλυσίδα στην αέρια φάση.

Το σχήμα και το μέγεθος του υδρόφιλου και του υδρόφοβου τμήματος ποικίλει και είναι αυτό που εξηγεί πολλές από τις ιδιότητες τους. Η προσρόφηση ενός επιφανειοδραστικού σε μια διεπιφάνεια έχει ως αποτέλεσμα την αλλαγή πολλών φυσικών ιδιοτήτων του υγρού. Όσα περισσότερα μόρια προσροφούνται στη διεπιφάνεια τόσο μεγαλύτερη είναι η αλλαγή αυτών των ιδιοτήτων.

Η ισχυρή τάση προσρόφησης τέτοιων οργανικών ενώσεων στη διεπιφάνεια με τη μορφή μονομοριακών στρωμάτων ονομάζεται επιφανειακή ενεργότητα. Η επιφανειακή ενεργότητα είναι δυναμικό φαινόμενο αφού η τελική κατάσταση της διεπιφάνειας είναι αποτέλεσμα της ισορροπίας μεταξύ της τάσης για προσρόφηση στη διεπιφάνεια και της τάσης για πλήρη ανάμιξη στο εσωτερικό του ρευστού. Η τάση των επιφανειοδραστικών να κατευθύνουν στη διεπιφάνεια ευνοεί τη διαστολή της (ώστε να διευθετηθούν περισσότερα μόρια επιφανειοδραστικού). Αυτή η τάση προς διαστολή θα πρέπει να εξισορροπηθεί με την τάση προς συστολή της διεπιφάνειας υπό την επίδραση της επιφανειακής τάσης. Η τάση αυτή της διαστολής της επιφάνειας ονομάζεται επιφανειακή πίεση και συμβολίζεται με το γράμμα ( $\pi_s$ ). Λόγω της επιφανειακής πίεσης η αρχική επιφανειακή τάση ( $\gamma_0$ ), της διεπιφάνειας θα μειωθεί σε:  $\gamma = \gamma_0 - \pi_s$ .

Τα επιφανειοδραστικά ταξινομούνται σε κατηγορίες ανάλογα με τη χημική δομή των υδρόφιλων ομάδων τους. Οι υδρόφιλες ομάδες δύναται να είναι ιοντικές ή μη ιοντικές και η χημική τους δομή να μεταβάλλεται ευρέως. Οι κυριότερες κατηγορίες είναι οι ακόλουθες [Rosen, 2004] :

- **Ανιοντικά:** Είναι αμφίφιλα συστατικά όπου το υδρόφοβο τμήμα περιέχει ανιοντικές ομάδες με παρουσία μικρών θετικά φορτισμένων ιόντων όπως

το νάτριο, το κάλλιο ή τα αμμωνιακά ιόντα. Παραδείγματα αποτελούν οι σάπωνες ( $\text{RCOONa}^+$ ), τα αλκυλοβενζολοσουλφονικά άλατα ( $\text{SO}_3^-$ ), τα αλκυλοθειικά ( $\text{OSO}_3^-$ ), και τα αλκυλοφωσφορικά άλατα ( $\text{OPO}_3^{2-}$ ).

- **Κατιοντικά:** Είναι αμφίφιλα συστατικά στα οποία το υδρόφοβο τμήμα περιέχει κατίοντα με αντίθετα ιόντα χλωρίου, θείου ή με οξικό ανιόν. Παραδείγματα αποτελούν τα τριαλκυλικά άλατα του αμμωνίου ( $\text{R}_3\text{N}^+\text{Br}$ ).
- **Μη ιοντικά:** Είναι αμφίφιλα συστατικά, τα οποία δεν δίστανται στα υδατικά διαλύματα, δηλαδή δεν μεταφέρουν κάποιο διακριτό φορτίο όταν διαλύονται σε υδατικά μέσα. Η υδροφιλικότητα των μη ιοντικών τασιενεργών παρέχεται από τη δημιουργία δεσμού υδρογόνου με τα μόρια του νερού. Τα άτομα οξυγόνου και οι ομάδες υδροξυλίου σχηματίζουν άμεσα ισχυρούς δεσμούς υδρογόνου, ενώ οι εστέρες και οι αμιδικές ομάδες σχηματίζουν δεσμούς υδρογόνου λιγότερο άμεσα. Παραδείγματα μη ιοντικών τασιενεργών είναι οι αιθοξυλιωμένες λιπαρές αλκοόλες ( $\text{R}(\text{CH}_2\text{CH}_2\text{O})_n\text{OH}$ ), οι αιθοξυλιωμένες αλκυλοφαινόλες ( $\text{RC}_6\text{H}_4(\text{CH}_2\text{CH}_2\text{O})_n\text{OH}$ ). Τα μη ιοντικά τασιενεργά σε θερμοκρασία δωματίου είναι ως επί το πλείστον υγρά
- **Αμφοτερικά τασιενεργά:** Έχουν αμφοτερικές υδρόφιλες ομάδες. Παραδείγματα αποτελούν τα αμινοκαρβοξυλικά οξέα ( $\text{R}_1\text{N}^+\text{R}_2\text{CH}_2\text{COO}^-$ ), οι μεταΐνες και οι σουλφομεταΐνες.

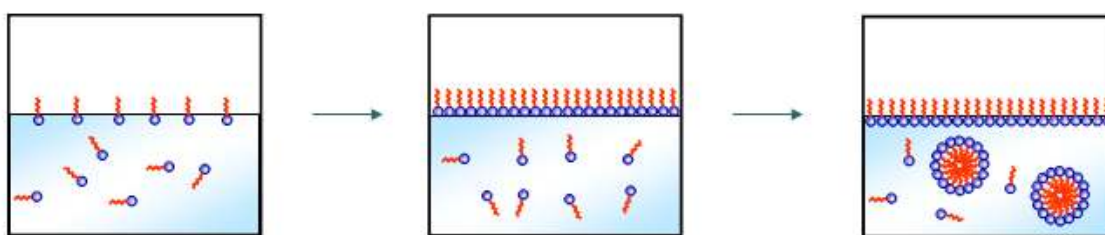
## 2.6 Φυσικές ιδιότητες διαλυμάτων επιφανειοδραστικών

Η συμπεριφορά των διαλυμάτων των επιφανειοδραστικών οφείλεται στη ιδιαιτερότητα των μορίων τους εμφανίζοντας έτσι ασυνήθιστες φυσικές ιδιότητες. Σε

αραιό υδατικό διάλυμα, η επιφανειοδραστική ουσία συμπεριφέρεται όπως κάθε διαλυμένη ουσία. Από κάποια όμως συγκέντρωση και πάνω, παρατηρούνται απότομες αλλαγές σε διάφορες φυσικές ιδιότητες, όπως η οσμωτική πίεση, η ηλεκτρική αγωγιμότητα, η επιφανειακή τάση και η θολότητα [Παναγιώτου, 1995].

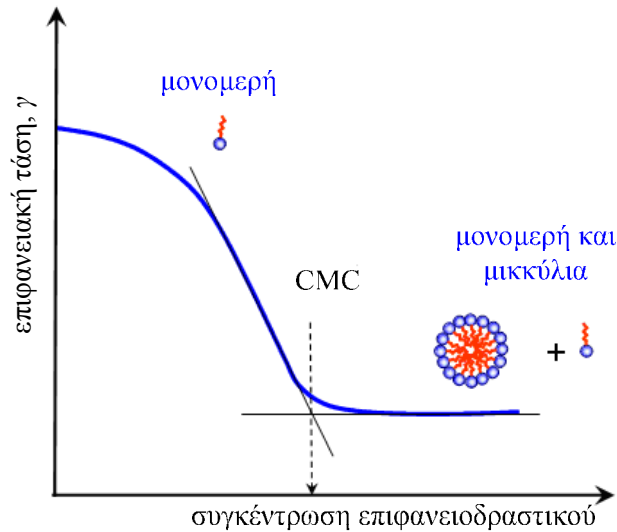
Αυτή η ανώμαλη συμπεριφορά θα μπορούσε να εξηγηθεί με τη δημιουργία οργανωμένων συσσωμάτων, μικκυλίων, στα οποία οι λιπόφιλες υδρογονανθρακικές αλυσίδες προσανατολίζονται προς το εσωτερικό του μικκυλίου, αφήνοντας τις υδρόφιλες ομάδες σε επαφή με το υδατικό μέσο.

Η συγκέντρωση, πάνω από την οποία γίνεται σημαντικός σε έκταση σχηματισμός των μικκυλίων, ονομάζεται κρίσιμη συγκέντρωση σχηματισμού μικκυλίων ή κρίσιμη συγκέντρωση μικκυλιοποίησης, (Critical Micelle Concentration, CMC), σχήμα 2.7.



**Σχήμα 2.7:** Σχηματική αναπαράσταση του σχηματισμού μικκυλίων με την αύξηση της συγκέντρωσης του επιφανειοδραστικού

Η προσρόφηση του επιφανειοδραστικού οδηγεί σε αλλαγές φυσικών ιδιοτήτων του διαλύματος. Ωστόσο η πιο σημαντική θεωρείται η αλλαγή στην επιφανειακή τάση. Η επιφανειακή τάση μειώνεται με την αύξηση της συγκέντρωσης, μέχρι μια τιμή συγκέντρωσης η οποία αντιστοιχεί στην CMC (σχήμα 2.8). Από τη συγκέντρωση αυτήν και μετά η επιφανειακή τάση θεωρείται ότι παραμένει σταθερή.



**Σχήμα 2.8:** Σχηματική αναπαράσταση της μείωσης της επιφανειακής τάσης σε σχέση με τη συγκέντρωση του επιφανειοδραστικού

## 2.7 Κινητική των επιφανειοδραστικών

Η κινητική ενός επιφανειοδραστικού περιγράφεται αναλυτικά από τους Edmonstone et al. (2006) και Karapetsas et al. (2011), μελετώντας την εφάπλωση μιας σταγόνας με την παρουσία και διαλυτού ή αδιάλυτου επιφανειοδραστικού. Η διαφορά αναφέρεται στο γεγονός ότι το διαλυτό, μπορεί να απορροφηθεί και στον κύριο όγκο του ρευστού και όχι μόνο στη επιφάνεια. Στην περίπτωση του μη διαλυτού, γίνεται η παραδοχή ότι το επιφανειοδραστικό μπορεί να εμφανιστεί μόνο με μονομερή στη διεπιφάνεια υγρού-αέρα, και στην επιφάνεια του στερεού, με συγκεντρώσεις  $\Gamma_a$  και  $\Gamma_s$  αντίστοιχα.

Όταν εξετάζεται η περίπτωση του διαλυτού, πρέπει να ληφθεί υπόψη ότι μόλις η συγκέντρωση του μονομερούς είναι τέτοια ώστε η συγκέντρωση στον κύριο όγκο του ρευστού να είναι πάνω από τη CMC,  $\Gamma_{cmc}$ , τότε δημιουργούνται μικκύλια. Σε συγκέντρωση μικρότερη από  $\Gamma_{cmc}$ , το επιφανειοδραστικό υπάρχει σε μονομερή, στον

όγκο του ρευστού σε συγκέντρωση  $\Gamma$ , ενώ όταν η συγκέντρωση γίνει πάνω από  $\Gamma_{cmc}$ , θεωρείται η συγκέντρωση ως  $m$ .

Τα γενικότερα είδη επιφανειοδραστικών αλληλεπιδρούν με τους ακόλουθους κινητικούς κανόνες. Πρώτα, στη διεπιφάνεια υγρού αέρα, η μεταφορά των μονομερών που βρίσκονται στην επιφάνεια,  $\Gamma_a$ , στον όγκο του ρευστού,  $c$ , δημιουργεί κενό 'χώρο' στη διεπιφάνεια, ή αντιστρόφως, μονομερή μετακινούμενα από το ρευστό καταλαμβάνουν 'χώρο' στη διεπιφάνεια. Η συνθήκη αυτή εκφράζεται ως:



Ο όρος  $S_a$  εκφράζει το ποσοστό της διεπιφάνειας που δεν είναι καλυμμένο από επιφανειοδραστικό και ορίζεται ως:

$$S_a = 1 - \frac{\Gamma_a}{\Gamma_{\infty}} \quad (2.7-2)$$

όπου  $\Gamma_{\infty}$  είναι η συγκέντρωση κορεσμού του επιφανειοδραστικού στην επιφάνεια.

Σε αυτό το σημείο πρέπει σημειωθεί ότι δεν υπάρχει απευθείας προσρόφιση των μικκυλίων στις διεπιφάνειες αφού πρέπει πρώτα να χωριστούν σε μονομερή. Η σχέση ανάμεσα στα μικκύλια και στα μονομερή του κύριου όγκου του ρευστού είναι η ακόλουθη:



και αντιπροσωπεύει τη δημιουργία ενός μικκυλίου από  $N$  μονομερή και αντιστρόφως, τη διάλυση ενός μικκυλίου σε  $N$  μονομερή.

Σε αυτό το σημείο σημειώνεται, ότι σε κάθε 'αντίδραση' από τις παραπάνω, χρησιμοποιήθηκε σταθερά  $k_i$  με  $i=1,2,3,4$ . Οι παραπάνω κινητικοί νόμοι

χρησιμοποιήθηκαν για να ορίσουν τη ροή του επιφανειοδραστικού στις διάφορες φάσεις:

$$J_{ba} = -D_c [n \cdot \nabla \Gamma]_{z=h} = k_1 \Gamma|_{z=h} \left( 1 - \frac{\Gamma_a}{\Gamma_{a\infty}} \right) - k_2 \Gamma_a \quad (2.7-4)$$

$$J_{bm} = k_3 \Gamma^N - k_4 m \quad (2.7-5)$$

Για να ολοκληρωθεί η περιγραφή, είναι αναγκαία μια εξίσωση η οποία περιλαμβάνει την επιφανειακή τάση με τη συγκέντρωση του επιφανειοδραστικού και είναι η εξίσωση Sheludko [Sheludko, 1967; Gaver & Grotberg, 1990]:

$$\gamma_l = \frac{\gamma_{lo}}{\left( 1 + \frac{\Gamma_a}{\Gamma_{a\infty}} \left[ \left( \frac{\gamma_{lo}}{\gamma_{lm}} \right)^{1/3} - 1 \right] \right)^3} \quad (2.7-6)$$

με  $\gamma_{lo}$  και  $\gamma_{lm}$  παριστάνεται η επιφανειακή τάση καθαρού ρευστού (χωρίς προσθήκη επιφανειοδραστικής ουσίας) και η επιφανειακή τάση με τη μέγιστη συγκέντρωση επιφανειοδραστικού αντίστοιχα.

## 2.8 Καταστατική συμπεριφορά επιφανειών με επιφανειοδραστικό

Οι συνιστώσες της δύναμης της επιφάνειας εξαρτώνται από την έκταση και το και το ρυθμό παραμόρφωσης της επιφάνειας, με μία σχέση η οποία περιλαμβάνει την αντίσταση σε μεταβολή που αφορά μια συγκεκριμένη περιοχή αλλά και το σχήμα. Και οι δύο τύποι της αντίστασης μπορούν να εκφραστούν με μία παράμετρο, η οποία συνδυάζει την ελαστικότητα της επιφάνειας με το ιξώδες, καταλήγοντας σε ρεολογικές μεταβλητές, οι οποίες είναι ικανές να περιγράψουν τις επιφανειακές τάσεις. Πρόκειται για την παράμετρο διαστολής,  $\varepsilon$ , η οποία περιλαμβάνει την ελαστικότητα  $\varepsilon_d$  της επιφάνειας και το επιφανειακό ιξώδες  $\eta_d$  και συνδέονται από τη σχέση:

$$\varepsilon = \frac{d\gamma}{d \ln A} = \varepsilon_d + i\omega\eta_d \quad (2.8-1)$$

Πρόκειται για ένα μιγαδικό αριθμό, με το πραγματικό μέρος να είναι ίσο με την ελαστικότητα της επιφάνειας, και το φανταστικό, ανάλογο του επιφανειακού ιξώδους [Lucassen-Reynders & Lucassen, 1969, 1994].

Για μια αυθαίρετη παραμόρφωση, τα  $\varepsilon_d$  και  $\eta_d$ , ποικίλουν ανάλογα με την έκταση της συμπίεσης ή της διαστολής του στοιχείου της επιφάνειας. Οι τιμές τους μπορεί να διαφέρουν για πειράματα με διαφορετική χρονική κλίμακα, όμως σε γενικές γραμμές, οι τιμές των  $\varepsilon$ ,  $\varepsilon_d$ ,  $\eta_d$  εξαρτώνται από τη συχνότητα με την οποία κινούνται τα κύματα.

Στην πιο απλή περίπτωση, η παράμετρος διαστολής  $\varepsilon$  είναι ανεξάρτητη από τη συχνότητα του κύματος. Αυτό σημαίνει ότι η επιφάνεια συμπεριφέρεται σαν ένα αμιγώς ελαστικό σώμα με  $\eta_d=0$  και για την ελαστικότητα ισχύει:

$$\varepsilon_d = -\frac{d\gamma}{d \ln \Gamma} \quad (2.8-2)$$

πρόκειται για σχέση η οποία απορρέει από το ισοζύγιο ανάμεσα στην επιφανειακή τάση και τη συγκέντρωση του επιφανειοδραστικού  $\Gamma$  όπως προκύπτει από την καταστατική εξίσωση της επιφάνειας.

Σε άλλες λιγότερο απλές περιπτώσεις, υπάρχουν παράγοντες που μπορούν να μετατρέψουν την ελαστική συμπεριφορά σε ιξωδο-ελαστική συμπεριφορά. Η διάχυση ανάμεσα στην κυματιστή επιφάνεια και τον όγκο του ρευστού κάνει την απορρόφηση στο στοιχείο της επιφάνειας να εξαρτάται από τη συχνότητα του κύματος. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα το επιφανειακό ιξώδες να μη μπορεί να θεωρηθεί πλέον αμελητέο. Έτσι η ελαστικότητα της επιφάνειας προσδιορίζεται ως:

$$\varepsilon_d = -\frac{d\gamma}{d \ln \Gamma} \cdot \frac{1 + \tau}{1 + 2\tau + 2\tau^2} \quad (2.8-3)$$



και το επιφανειακό ιξώδες:

$$\eta_a = \frac{-d\gamma}{d \ln \Gamma} \cdot \frac{\tau}{\omega(1+2\tau+2\tau^2)} \quad (2.8-4)$$

Όπου με  $\tau$  παριστάνεται η παράμετρος διάχυσης  $\tau = \frac{dc_{bulk}}{d\Gamma} \sqrt{\frac{D}{2\omega}}$ , με  $c_{bulk}$  η συγκέντρωση του επιφανειοδραστικού στον όγκο του ρευστού, με  $D$  ο συντελεστής διάχυσης του επιφανειοδραστικού και με  $\omega$  η γωνιακή συχνότητα.

Η προσθήκη της ισοπροπυλικής αλκοόλης στο νερό αναμένεται να μειώσει την επιφανειακή τάση της ελεύθερης επιφάνειας χωρίς να μεταβάλλει τα ρεολογικά της χαρακτηριστικά με εμφάνιση ελαστικότητας ή/και επιφανειακού ιξώδους. Ειδικότερα, η υψηλή διαλυτότητα της αλκοόλης στο νερό, σε συνδυασμό με το χαμηλό ιξώδες του διαλύματος, επιβάλλει έντονους ρυθμούς μεταφοράς μάζας ανάμεσα στην επιφάνεια και τον κύριο όγκο του ρευστού. Ως αποτέλεσμα, δεν είναι δυνατόν να διατηρηθούν επιφανειακές κλίσεις συγκέντρωσης ισο-προπανόλης, οι οποίες θα συνεισέφεραν τάσεις Marangoni, δηλαδή ιξωδοελαστική συμπεριφορά.

### **3. ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΚΗ ΑΝΑΣΚΟΠΗΣΗ**

---

### 3.1 Εισαγωγή

Με το πέρασμα των χρόνων, αναφορές στη βιβλιογραφία για τη ροή υγρού υμένα προέκυψαν αρκετές οι οποίες είναι αποτελέσματα πειραματικής, αναλυτικής και αριθμητικής έρευνας. Η πρώτη κλασσική πειραματική προσέγγιση πραγματοποιήθηκε από τους πατέρα και υιό Kapitza & Kapitza το 1949 και από τη δεκαετία του 1950 ξεκίνησαν και οι πρώτες θεωρητικές προσεγγίσεις. Μία σύντομη ανασκόπηση πειραματικών και θεωρητικών αποτελεσμάτων παρουσιάζεται από τους Aleksenko et al. (1985), Chang (1994), Oron et al. 1997, Craster & Matar (2009) και Kalliadasis et al. (2012).

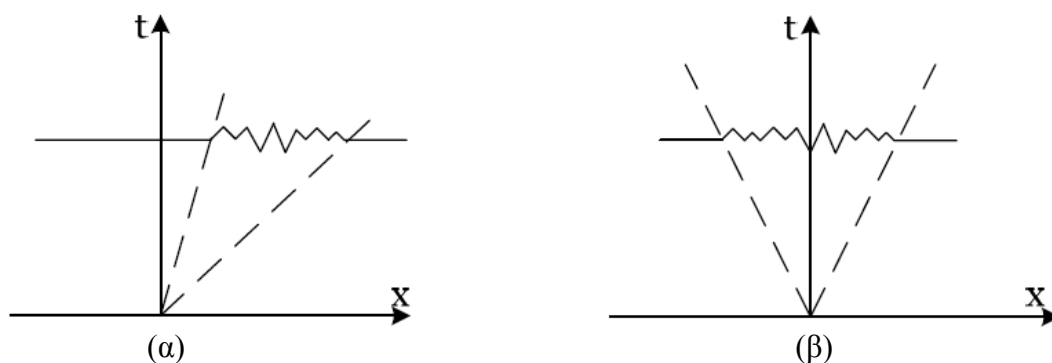
Στο κεφάλαιο αυτό αρχικά γίνεται μία παρουσίαση των βασικών αρχών της ροής υγρού υμένα ξεκινώντας με τη θεωρία γραμμικής ευστάθειας, με την οποία προβλέπεται κάτω από ποιες συνθήκες η ροή γίνεται ασταθής. Με το πέρασμα από την ευστάθεια στην αστάθεια, παρατηρούνται δομές στην ελεύθερη επιφάνεια, και από το εκείνο το σημείο η εξέλιξη της ροής καθορίζεται από μη γραμμικά φαινόμενα.

Στη συνέχεια γίνεται αναφορά σε βιβλιογραφία σχετικών ερευνών με επιφανειοδραστικά ώστε να γίνει κατανοητή η πολύπλοκη συμπεριφορά τους.

### 3.2 Ρευστοδυναμική ευστάθεια

Συνήθως οι βιομηχανικές και εργαστηριακές εφαρμογές υπόκεινται σε μικρού πλάτους διαταραχές εξαιτίας διαφόρων λόγων, όπως είναι η δόνηση των συσκευών κατά τη λειτουργία τους. Επίσης, σε συγκεκριμένες περιπτώσεις διαταραχή εισάγεται σε ένα σύστημα ώστε να επιτευχθεί μια επιθυμητή κατάσταση, όπως η ενίσχυση της ανάμιξης ρευστών. Οπότε είναι πιθανόν φυσικές ή τεχνητές διαταραχές να ενισχύονται με το χρόνο ή το χώρο οδηγώντας σε μη μόνιμη κίνηση ή σε μια νέα κατάσταση [Pozrikidis, 1997].

Η συμπεριφορά μιας διαταραχής εξαρτάται από τα χαρακτηριστικά της και από τη δομή της αδιατάραχτης κατάστασης, η οποία στη συγκεκριμένη περίπτωση αντιστοιχεί στη βασική ροή. Επιπλέον, είναι γνωστό ότι οι διαταραχές παρουσιάζουν διαφορετική εξέλιξη ανάλογα με τη φύση της ροής και την τιμή του αριθμού Reynolds. Σε συγκεκριμένες περιπτώσεις, η διαταραχή αυξάνει και παρασύρεται κατάντη (ή και ανάντη) της ροής και η αρχική θέση επιβολής της τελικά ηρεμεί. Η εξέλιξη αυτή χαρακτηρίζεται ως συναγωγική αστάθεια (convective instability). Αντίθετα, στις περιπτώσεις όπου η διαταραχή απλώνεται σταδιακά στο μεγαλύτερο τμήμα του πεδίου ροής, και ειδικότερα η θέση επιβολής της δεν ηρεμεί, τότε αυτή η εξέλιξη χαρακτηρίζεται ως απόλυτη αστάθεια (absolute instability). Οι ανωτέρω συμπεριφορές απεικονίζονται στο σχήμα 3.1 που ακολουθεί [Drazin, 2002].



**Σχήμα 3.1:** Γραφική απεικόνιση εξέλιξης (α) συναγωγικής (β) απόλυτης αστάθειας

Για τη ροή υγρού υμένα σε επίπεδο τοίχωμα, επισημάνθηκε για πρώτη φορά από τον Benjamin (1957) ότι μια δημιουργούμενη διαταραχή μεταφέρεται κατάντη. Η γραμμική ανάλυση προβλέπει ότι η πρωταρχική αστάθεια για τέτοιες ροές είναι συναγωγική κοντά στον κρίσιμο αριθμό Reynolds [Liu et al., 1993]. Αναφέρθηκε μία πρόβλεψη [Joo & Davis, 1992] για μετάβαση σε απόλυτη αστάθεια σε υψηλότερους αριθμούς Reynolds η οποία δεν έχει επιβεβαιωθεί από πειράματα, και συνεπώς εγκαταλείφθηκε.

### 3.3 Γραμμική ευστάθεια μονοδιάστατων ροών

Ένας τρόπος εκτίμησης της ευστάθειας μιας ροής είναι να υποβληθεί η ροή σε μεγάλη κλίμακα διαταραχών διαφόρων μορφών και να παρατηρηθεί η διαδοχική εξέλιξή τους. Αν όλες οι διαταραχές αποσβένονται, η ροή χαρακτηρίζεται ευσταθής, ενώ, αν συγκεκριμένες διαταραχές ενισχύονται, η ροή είναι ασταθής.

Η συμπεριφορά μιας διαταραχής μπορεί να μελετηθεί θεωρητικά επιλύοντας τις εξισώσεις κίνησης και συνέχειας με χρήση των κατάλληλων συνοριακών συνθηκών. Ωστόσο, εξαιτίας του γεγονότος ότι οι πιθανές διαταραχές είναι αναρίθμητες είναι μάταιο να επιχειρηθεί να μελετηθούν όλες οι πιθανές διαταραχές και επομένως πρέπει να εφαρμοστεί μια εναλλακτική μέθοδος. Ένας τρόπος είναι να θεωρηθεί ότι το μέγεθος της διαταραχής είναι και παραμένει μικρό κατά τη διάρκεια συγκεκριμένου χρονικού διαστήματος, και στη συνέχεια να γραμμικοποιηθεί η εξίσωση κίνησης ως προς την ταχύτητα της βασικής κατάστασης και να λυθεί για ένα μεγάλο εύρος αρχικών συνθηκών με κατάλληλες μεθόδους. Αυτού του είδους η προσέγγιση αποτελεί την ανάλυση γραμμικής ευστάθειας (linear stability analysis). Ακόμα και μετά τη γραμμικοποίηση μια γενική λύση σε αναλυτική μορφή μπορεί να βρεθεί μόνο για περιορισμένες ροές με χρήση της ανάλυσης ιδιομορφών (normal mode analysis), η οποία εξετάζει τη συμπεριφορά διαταραχών που αυξάνουν ή σβήνουν εκθετικά με το χρόνο.

Αν η ανάλυση γραμμικής ευστάθειας δείξει ότι συγκεκριμένες διαταραχές ενισχύονται με το χρόνο, η ροή είναι σίγουρα ασταθής. Ωστόσο, το αντίστροφο ισχύει μόνο στην περίπτωση στην οποία το πλάτος της διαταραχής είναι και παραμένει μικρό συνέχεια, γιατί τα μη γραμμικά φαινόμενα που έχουν θεωρηθεί αμελητέα μπορεί να ευθύνονται για την ασταθή συμπεριφορά. Υπάρχουν περιπτώσεις όπου μη γραμμικά φαινόμενα μπορεί να επιβραδύνουν ή ακόμα και να εξαφανίζουν

την πιθανότητα ανάπτυξης ασταθών διαταραχών οδηγώντας σε μια νέα μόνιμη ή περιοδική κατάσταση [Drazin, 2002].

Ανάλογα με τη δομή της βασικής ροής και το είδος της διαταραχής, οι μη μόνιμες συνιστώσες μπορεί να ενισχύονται ή να σβήνουν τοπικά ή συνολικά. Αν το μέγεθος της διαταραχής αυξάνεται, παραμένει σταθερό ή σβήνει με το χρόνο, τότε η διαταραχή ονομάζεται, αντίστοιχα, ευσταθής, οριακά ευσταθής ή ασταθής. Αν όλες οι διαταραχές σβήνουν, η βασική ροή είναι γραμμικά ευσταθής, αλλά αν συγκεκριμένες διαταραχές αυξάνονται είναι γραμμικά ασταθής.

Για την περίπτωση μονοδιάστατων ροών, για κάθε οριακά ευσταθή τρισδιάστατη διαταραχή υπάρχει διδιάστατη διαταραχή που είναι οριακά ευσταθής σε χαμηλότερο αριθμό Reynolds. Δηλαδή, οι διαταραχές κατά τη διεύθυνση της ροής είναι οι πλέον ασταθείς (θεώρημα Squire). Επομένως, η μελέτη της γραμμικής ευστάθειας μπορεί να στηριχθεί στη θεώρηση μόνο διδιάστατων διαταραχών [Μποντόζογλου, 2006].

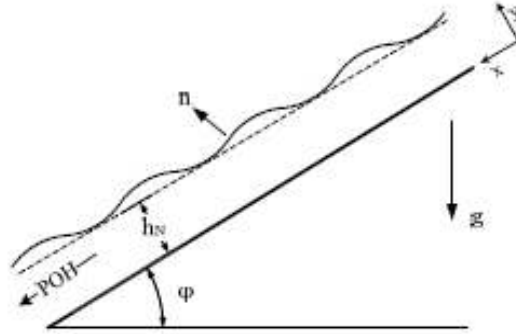
Στο σημείο αυτό αξίζει να αναφερθούν οι περιορισμοί της θεωρίας γραμμικής ευστάθειας. Μια ροή που είναι ευσταθής σύμφωνα με τη θεωρία γραμμικής αστάθειας δεν είναι σίγουρο ότι μπορεί να επιτευχθεί και στην πράξη. Μη γραμμικά φαινόμενα και μικρές αποκλίσεις από την υποτιθέμενη ιδανική γεωμετρία της ροής, εξαιτίας για παράδειγμα της τραχύτητας του τοιχώματος, μπορεί να ευθύνονται για ασταθείς συμπεριφορές της ροής [Μποντόζογλου, 2006].

### **3.4 Γραμμική ευστάθεια ροής υγρού υμένα σε επίπεδο κεκλιμένο κανάλι**

Η βασική ροή του προβλήματος παρουσιάζεται στο ακόλουθο σχήμα και περιγράφεται από τις εξισώσεις ταχύτητας και πίεσης (2.1-6) και (2.1-11) αντίστοιχα οι οποίες τώρα γράφονται ως :

$$u_x = \frac{\rho \cdot g \cdot \sin \phi}{2 \cdot \mu} \cdot y \cdot (2 \cdot h_N - y) = \frac{g \cdot \sin \phi \cdot h_N^2}{\nu} \left[ \frac{y}{h_N} - \frac{1}{2} \left( \frac{y}{h_N} \right)^2 \right] \quad (3.4-1)$$

$$P = \rho \cdot g \cdot \cos \phi \cdot (h_N - y) \quad (3.4-2)$$



**Σχήμα 3.2:** Ανάπτυξη περιοδικών διαταραχών στη ροή υγρού υμένα

και ορίζεται η ροϊκή συνάρτηση ως εξής:

$$\Psi(y) = \frac{\partial u_x}{\partial y} = \frac{g \cdot \sin \phi \cdot h_N^3}{\nu} \left[ \frac{1}{2} \left( \frac{y}{h_N} \right)^2 - \frac{1}{6} \left( \frac{y}{h_N} \right)^3 \right] \quad (3.4-3)$$

Οι παραπάνω εξισώσεις αδιαστατοποιούνται χρησιμοποιώντας ως χαρακτηριστική ταχύτητα τη μέση ταχύτητα της ελεύθερης επιφάνειας, σχέση (2.1-9), χαρακτηριστικό μήκος το ύψος του αδιατάραχτου υμένα,  $h_N$ , χαρακτηριστικό χρόνο το πηλίκο  $h_N/u_0$  και πίεση τον όρο  $\rho u_0^2$ . Επομένως, οι εξισώσεις (3.4-1)-(3.4-3) γράφονται σε αδιάστατη μορφή:

$$\hat{u}_x(\hat{y}) = 3 \left( \hat{y} - \frac{1}{2} \hat{y}^2 \right) \quad (3.4-4)$$

$$\hat{P}(\hat{y}) = \frac{g \cdot h_N}{u_0^2} \cdot \cos \phi (1 - \hat{y}) = \frac{g \cdot \sin \phi \cdot h_N}{u_0^2} \cot \phi (1 - \hat{y}) = \frac{1}{Fr^2} \cot \phi (1 - \hat{y}) \quad (3.4-5)$$

$$\hat{\Psi}(\hat{y}) = 3 \left( \frac{1}{2} \hat{y}^2 - \frac{1}{6} \hat{y}^3 \right) = \frac{3}{2} \hat{y}^2 - \frac{1}{2} \hat{y}^3 \quad (3.4-6)$$

όπου το σύμβολο  $\hat{\quad}$  δηλώνει αδιάστατη μεταβλητή, ενώ  $Fr$  είναι ο αριθμός Froude και ορίζεται ως:

$$Fr^2 = \frac{u_0^2}{g \cdot \sin \phi \cdot h_N} = \frac{u_0}{g \cdot \sin \phi \cdot h_N} \frac{g \cdot \sin \phi \cdot h_N^2}{3\nu} = \frac{u_0 \cdot h_N}{3\nu} = \frac{Re}{3} \quad (3.4-7)$$

Επιβάλλεται μια διδιάστατη γραμμική διαταραχή της μορφής που περιγράφεται από τις παρακάτω εξισώσεις:

$$\hat{\psi}^t = \hat{\Psi} + \hat{\psi} \quad (3.4-8)$$

$$\hat{\psi} = f(y) \cdot \exp[ia \cdot (\hat{x} - \hat{c} \cdot \hat{t})] \quad (3.4-9)$$

όπου:

a: αδιάστατος κυματαριθμός

c: η φασική ταχύτητα

Θεωρείται ότι η επιφάνεια θα παραμορφωθεί με τέτοιο τρόπο που να συμφωνεί με τη χωρική δομή της διακύμανσης. Έτσι, το αδιάστατο πάχος υμένα  $\hat{h}$ , μπορεί να εκφραστεί ως εξής:

$$\hat{h}(\hat{x}, \hat{t}) = 1 + \hat{\eta}(\hat{x}, \hat{t}) = 1 + A \cdot \exp[ia \cdot (\hat{x} - \hat{c} \cdot \hat{t})] \quad (3.4-10)$$

όπου:

A: αδιάστατη σταθερά

Εφαρμόζοντας σταυρωτή παραγώγιση (cross-differentiation) στην εξίσωση Navier-Stokes απαλείφεται η πίεση και προκύπτει η αδιάστατη εξίσωση Orr-Sommerfeld (O-S):

$$f'''' - 2a^2 f'' + 4af = i \cdot a \cdot \text{Re} \left[ (2\hat{y} - \hat{y}^2 - \hat{c}) \cdot (f'' - a^2 f) + 2f \right] \quad (3.4-11)$$

όπου οι αδιάστατες παράμετροι ορίζονται ως εξής :

$$f = \frac{\hat{u}_x}{u_0 \cdot h_N}, \quad \hat{U} = \frac{\hat{u}_x}{u_0}, \quad \hat{c} = \frac{c}{u_0}, \quad \hat{x} = \frac{x}{h_N}, \quad a = k \cdot h_N, \quad \text{Re} = \frac{u_0 \cdot h_N}{\nu} \quad (3.4-12)$$

Για να ολοκληρωθεί το πρόβλημα γραμμικής ευστάθειας απαιτούνται τέσσερις συνοριακές συνθήκες για τη συνάρτηση f. Οι δύο συνοριακές συνθήκες



προκύπτουν από την απαίτηση ότι και οι δύο συνιστώσες της ταχύτητας είναι μηδέν πάνω στο τοίχωμα, εξίσωση 2.1-16. Επομένως:

$$u' = v' = 0 \Rightarrow u = v = 0 \Rightarrow f(0) = f'(0) = 0 \quad (3.4-13)$$

Δύο επιπλέον συνθήκες θα προκύψουν για την ελεύθερη επιφάνεια από την εφαρμογή της κινηματικής, Εξ. (2.1-17), και της δυναμικής συνθήκης, Εξ. (2.1-18). Η κινηματική συνθήκη στην ελεύθερη επιφάνεια είναι:

$$\frac{DF}{Dt} = 0 \Rightarrow \frac{\partial F}{\partial t} + u_x \frac{\partial F}{\partial x} + u_y \frac{\partial F}{\partial y} = 0 \Rightarrow \frac{\partial \eta}{\partial t} + u_x \frac{\partial \eta}{\partial x} = u_y \quad (3.4-14)$$

Η δυναμική συνθήκη καθορίζει ότι οι δυνάμεις στην ελεύθερη επιφάνεια ισορροπούν μεταξύ τους. Αν  $T$  είναι ο τανυστής τάσεων του ρευστού, τότε ισχύει ισορροπία εφαπτομενικών δυνάμεων:

$$(\underline{\underline{\sigma}} \cdot \underline{\underline{n}}) \cdot \mathbf{T} = 0 \quad (3.4-15)$$

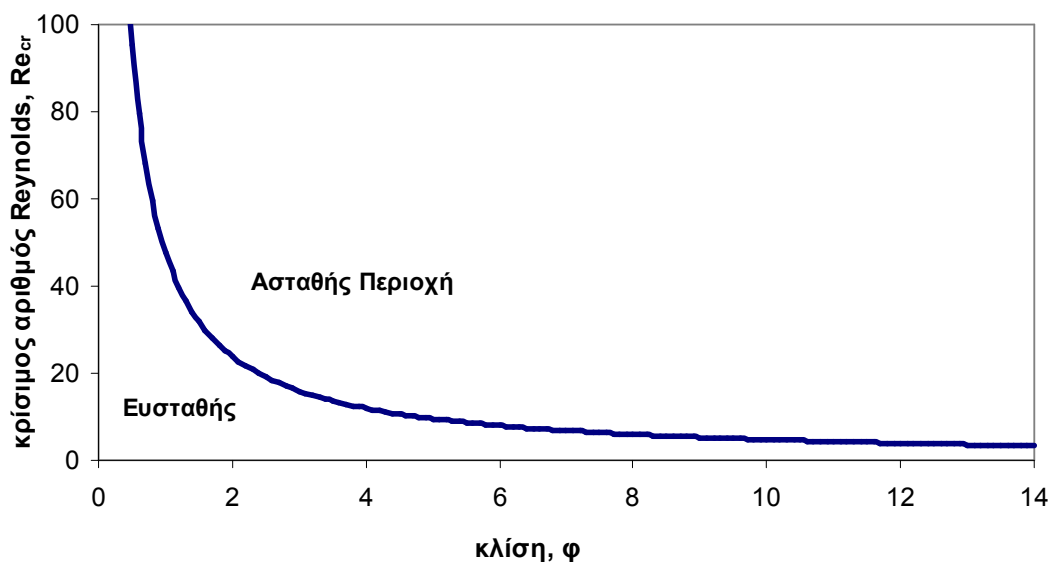
και εξισορρόπηση της δύναμης λόγω επιφανειακής τάσης,  $\gamma$ , από τις κάθετες δυνάμεις:

$$(\underline{\underline{\sigma}} \cdot \underline{\underline{n}}) \cdot \underline{\underline{n}} = \gamma \cdot H_c \quad (3.4-16)$$

Η διαφορική εξίσωση (3.4-11) και οι συνοριακές συνθήκες που περιγράφονται από τις (3.4-13) έως (3.4-16) ορίζουν το πρόβλημα ιδιοτιμών. Για την περίπτωση που το μήκος κύματος είναι μεγάλο σε σχέση με το πάχος του υμένα, ή εναλλακτικά ο κυματαριθμός είναι μικρός ( $\alpha \ll 1$ ), το σύστημα των διαφορικών εξισώσεων μπορεί να επιλυθεί αναλυτικά [Yih (1963), Benjamin (1957), Lin (1967)]. Η λύση που προκύπτει επιβεβαιώνει ότι η ροή είναι ασταθής από έναν κρίσιμο αριθμό  $Re$  και πάνω, ο οποίος εξαρτάται μόνο από τη γωνία κλίσης του καναλιού:

$$Re = Re_{crit} = \frac{5}{6} \cot \phi \quad (3.4-17)$$

Στο σχήμα 3.3 απεικονίζεται γραφικά η εξάρτηση του κρίσιμου αριθμού Reynolds, δηλαδή του αριθμού εκείνου στον οποίο η ροή μεταπίπτει από ευσταθή σε ασταθή ως προς τη γωνία κλίσης του επίπεδου τοιχώματος.



Σχήμα 3.3: Καμπύλη αστάθειας ροής υγρού υμένα

Η εξίσωση (3.4-17) επαληθεύτηκε αργότερα τόσο αναλυτικά [Anshus & Goren, 1966; Krantz & Goren, 1971] όσο και αριθμητικά από αρκετούς ερευνητές [Chin et al., 1986, Pierson & Whitaker, 1977]. Ωστόσο, η πειραματική επιβεβαίωσή της είναι περιορισμένη [Liu et al., 1993, Vlachogiannis & Bontozoglou, 2002] και η κυριότερη αιτία είναι η πρακτική δυσκολία επίτευξης μηδενικού κυματαριθμού όπου λαμβάνει χώρα η αστάθεια.

Στην περίπτωση που μία διαταραχή δεν είναι πλέον δυδιάστατη (επίδραση πλευρικών τοιχωμάτων), η σχέση 3.4-17 δεν μπορεί να προβλέψει το σωστό όριο μετάβασης. Η πρώτη πειραματική προσπάθεια για τη μελέτη της επίδρασης των πλευρικών τοιχωμάτων έγινε από τους Vlachogiannis et al. (2010) αναφέροντας ότι η ροή υγρού υμένα για μικρές και ενδιάμεσες γωνίες κλίσης είναι πιο ευσταθής για μικρότερα πλάτη καναλιού. Στη συνέχεια αυτής της προσπάθειας, όπως θα αναφερθεί

αναλυτικά στο κεφάλαιο 5 της παρούσας διατριβής, βρέθηκε [Georgantaki et al., 2011] ότι η καθυστέρηση της εμφάνισης της πρωταρχικής αστάθειας είναι συνάρτηση του αριθμού  $Ka$ , ο οποίος εκφράζει τον λόγο των τριχοειδών προς τις ιξώδεις τάσεις. Η επίδραση των πλευρικών τοιχωμάτων με δύο διαφορετικές γωνίες επαφής ανάμεσα στο υγρού και στα πλευρικά τοιχώματα μελετήθηκε από τους Pollak et al. (2011), καταλήγοντας σε μία πολύ ενδιαφέρουσα παρατήρηση: στη συνύπαρξη μιας ασταθούς και μία ευσταθούς περιοχής. Η ροή μπορεί να είναι ασταθής στο κέντρο του καναλιού, αλλά ευσταθής στο όριο με το τοίχωμα.

Με στόχο να μελετηθεί η εξέλιξη της ροής από την εμφάνιση κυμάτων και μετέπειτα, αναπτύχθηκαν διάφορες θεωρίες. Ο Benney (1966) ήταν ο πρώτος που καθόρισε μία μη γραμμική εξίσωση εξέλιξης για διδιάστατη ροή κεκλιμένου καναλιού γνωστή ως εξίσωση Benney. Η εξίσωση αυτή προέβλεψε επιτυχώς τον κρίσιμο αριθμό Reynolds και περιέγραψε τη δυναμική πίπτοντος υγρού υμένα. Στη συνέχεια, με την πάροδο των χρόνων, η εξίσωση αυτή εξελίχτηκε περαιτέρω από μία σειρά ερευνητών όπως για παράδειγμα τους Gjevik (1970) και Nakaya (1975). Ωστόσο, διαπιστώθηκε ότι, σε αριθμούς  $Re$  αισθητά υψηλότερους του κρίσιμου, η εξίσωση Benney αποδίδει μη φυσικές λύσεις οι οποίες μεγαλώνουν απεριόριστα στο χρόνο [Pumir et al., 1983, Rosenau et al., 1992, Oron & Gottlieb, 2002, Scheid et al., 2005, Gottlieb and Oron, 2004].

Ένα εναλλακτικό μοντέλο, βασισμένο στη θεωρία οριακών στρωμάτων, προτάθηκε για πρώτη φορά από τον Shkadov (1967). Η προσέγγιση αυτή μπορεί να περιγράψει τη δυναμική κατακόρυφου και κεκλιμένου πίπτοντος υμένα σε ενδιάμεσους αριθμούς Reynolds ( $Re < 300$ ) και υπερεκτιμά το κρίσιμο όριο κατά  $1/6$ .

$$Re_{crit} = \cot \phi \quad (3.4-18)$$

Αυτό το μειονέκτημα προσπεράστηκε από τους Ruyer – Quil & Manneville (2000), οι οποίοι, χρησιμοποιώντας τη μέθοδο Galerkin, κατασκεύασαν ένα μοντέλο δύο εξισώσεων, το οποίο περιλαμβάνει την τοπική παροχή της ροής  $q$  και το τοπικό πάχος του υμένα  $h$ . Το μοντέλο αυτό είναι γνωστό ως μοντέλο οριακών στρωμάτων σταθμισμένου υπολοίπου (weighted – residual integral boundary layer - WRIBL). Η ανάλυση γραμμικής ευστάθειας του μοντέλου τους οδηγεί σε ένα όριο ευστάθειας το οποίο ταιριάζει με τα αποτελέσματα της Orr – Sommerfeld, για τουλάχιστον ενδιάμεσους αριθμούς Reynolds ( $Re \sim 50$ ). Επιπλέον, στην καθαρά μη γραμμική περιοχή, η χωρική εξέλιξη που προκύπτει, με την παρουσία θορύβου ή περιοδικών διαταραχών, συγκρίνεται ποσοτικά με προηγούμενα πειραματικά και αριθμητικά αποτελέσματα [Liu & Gollub, 1994, Ramaswamy et al., 1996]. Μετέπειτα, η μέθοδος WRIBL μελετήθηκε από αρκετούς ερευνητές υπό διάφορες συνθήκες [Mudunuri & Balakotaiah, 2006, Scheid et al., 2005].

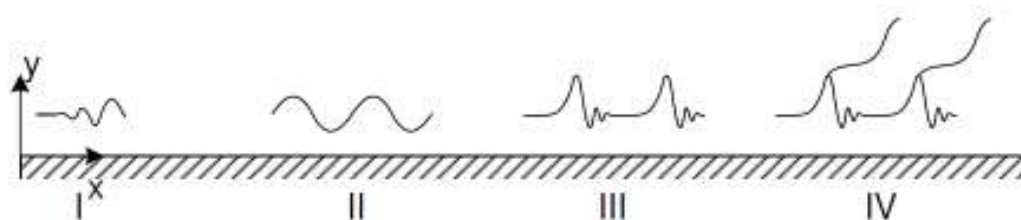
Είναι επίσης σημαντικό να επισημανθεί ότι, η επέκταση της γραμμικής ανάλυσης για διαταραχές μεγάλου, αλλά πεπερασμένου, μήκους δίνει μία πρώτη διόρθωση για την επίδραση του κυματαριθμού. Με βάση μία αδιαστατοποίηση με το ιξώδες χαρακτηριστικό μήκος και τον ιξώδη χαρακτηριστικό χρόνο, το όριο μετάβασης προσδιορίζεται ως [Oron et al., 2009]

$$Re_{crit} = \frac{5}{6} \left[ \cot \phi + Ka \left( \frac{2\pi l_v}{L} \right) \right] \quad (3.4-19)$$

Όπου  $L$  είναι το μήκος κύματος της επιβαλλόμενης διαταραχής,  $Ka$  και  $l_v$  αντίστοιχα είναι ο αριθμός Kapitza και τα χαρακτηριστικά μεγέθη ορίστηκαν στην παράγραφο 2.1 της παρούσας διατριβής.

### 3.5 Μη γραμμική εξέλιξη της ροής υγρού υμένα σε κεκλιμένο κανάλι

Με την αύξηση του αριθμού Reynolds πέρα από τον κρίσιμο, η αστάθεια εκφράζεται με την εμφάνιση στην ελεύθερη επιφάνεια δομών οι οποίες αναπτύσσονται κατάντη και εγκάρσια της ροής εξαιτίας μη γραμμικών επιδράσεων. Η εξέλιξη των φυσικά δημιουργούμενων αυτών διαταραχών απεικονίζεται στο σχήμα 3.4 [Chang ,1994] και χωρίζεται σε τέσσερις περιοχές:



Σχήμα 3.4: Εξέλιξη της ελεύθερης επιφάνειας κατά μήκος του καναλιού

- **Περιοχή I:** αναφέρεται σε περιοχή κοντά στην είσοδο του καναλιού. Οι απειροελάχιστες διαταραχές στην είσοδο ενισχύονται κατάντη, εξαιτίας της συναγωγικής και όχι της απόλυτης αστάθειας, σχηματίζοντας ένα μονοχρωματικό κύμα στο τέλος της περιοχής. Αν η αρχική διαταραχή είναι μονοχρωματική στη συχνότητα, τότε τα κύματα που προκύπτουν θα αποκτήσουν τη συχνότητα αυτή. Αν όμως η διαταραχή στην είσοδο αποτελείται από ένα εύρος συχνοτήτων, όπως συμβαίνει στο φυσικό θόρυβο, τότε μέσω μιας διαδικασίας γραμμικού φιλτραρίσματος, ενισχύεται κυρίως μία συχνότητα.
- **Περιοχή II:** η εκθετική αύξηση του μεγέθους του κύματος ανακόπτεται εξαιτίας ασθενών μη γραμμικών φαινομένων. Το μέγεθος του κύματος προσεγγίζει μια πεπερασμένη τιμή, η οποία εξαρτάται από τους αριθμούς  $Re$  και  $Ka$ . Γειτονικά κύματα ενώνονται σε ενδιάμεσες θέσεις εξαιτίας της

υποαρμονικής αστάθειας (subharmonic instability ) [Prokopiou et al., 1991] ή των πλευρικών ασταθειών (sideband instability).

- **Περιοχή III:** λόγω της ένωσης και αλληλεπίδρασης των κυμάτων [Malamataris et al., 2002], αυτά αυξάνονται σε μήκος κύματος, μέγεθος και ταχύτητα και αναπτύσσονται σε ένα περιορισμένο χώρο με τη μορφή ‘εξογκωμάτων’ (teardrop humps). Αυτά τα εξογκώματα έχουν απότομες κορυφές, οι οποίες στη συνέχεια ομαλοποιούνται σε μια σειρά μικρότερων κυμάτων, το μήκος κύματος των οποίων είναι παρόμοιο με αυτό του μονοχρωματικού κύματος της περιοχής I. Κινούνται γρηγορότερα και σταδιακά επεκτείνονται κατά μήκος της ροής, προσπερνώντας τα βραδυκίνητα κύματα τα οποία τελικά εξαφανίζονται. Επιπλέον, έχουν ένα χαρακτηριστικό μήκος κύματος πολύ μικρότερο σε σχέση με την απόσταση μεταξύ δύο διαδοχικών κορυφών. Ονομάζονται μοναχικά κύματα (solitary waves) και πλησιάζουν αναλλοίωτα στην περιοχή IV.
- **Περιοχή IV:** σε μεγάλο αρκετά  $Re$ , αρχίζουν να αναπτύσσονται εγκάρσιες διαταραχές στις κορυφές των μοναχικών κυμάτων. Η δυναμική των εγκάρσιων διακυμάνσεων είναι μη μόνιμη και αναπτύσσονται σε τέτοιο πλάτος (όχι σε ύψος αλλά σε διεύθυνση παράλληλη στο τοίχωμα) ώστε γειτονικές κορυφές να ενώνονται σε διάφορα σημεία.

### 3.6 Επίδραση επιφανειοδραστικών στη ροή υμένων

Η επίδραση των επιφανειοδραστικών στη ροή υγρού υμένα παρουσιάζει μεγάλο ενδιαφέρον για τις εφαρμογές που μπορεί να έχει στη βιομηχανία, στη βιολογική και στην καθημερινή μας ζωή. Τέτοιες διεργασίες βασίζονται στην εφάπλωση των επιφανειοδραστικών και περιλαμβάνουν ροές επικάλυψης, ροές μικρο-ρευστομηχανικής, θεραπεία με επιφανειοδραστικά για νεογνά, στράγγιση φιλμ σε

γαλακτώματα και αφρούς, ξήρανση τμημάτων ημιαγωγών μικρο-ηλεκτρονική, στους ψεκασμούς στη γεωργία κ.α [Leenaars et al., 1990; DeWitt et al., 1994; Grotberg, 1994; Braun et al., 1999; Matar & Craster, 2001; Afsar–Siddiqui et al., 2003; Knoche et al., 1991]. Η εφάπλωση οδηγείται από την ύπαρξη διαφόρων στη συγκέντρωση του επιφανειοδραστικού, η οποία, λόγω της εξάρτησης της επιφανειακής τάσης από τη συγκέντρωση, οδηγεί σε τοπικές διαφορές της επιφανειακής τάσης. Αυτές με τη σειρά τους, προκαλούν την εμφάνιση τάσεων Marangoni (Marangoni stresses) [Edwards et al., 1991], οι οποίες οδηγούν την εφάπλωση του επιφανειοδραστικού στο μέρος του ρευστού που δεν έχει προσβληθεί από αυτό.

Η συγκέντρωση του επιφανειοδραστικού είναι έντονα συνδεδεμένη με την εξέλιξη του υμένα: τα μόρια του επιφανειοδραστικού προσανατολίζονται στην επιφάνεια, και στην περίπτωση διαλυτού επιφανειοδραστικού, υπάρχουν και μόρια μέσα στον κύριο όγκο του ρευστού.

Με την επιβολή της εξωτερικής διαταραχής δημιουργούνται κυμάτα στην επιφάνεια του υμένα. Καθώς το επιφανειοδραστικό μέσο συγκεντρώνεται σε μια διεπιφάνεια, η επιφανειακή τάση μειώνεται. Εάν η επιφάνεια ενός σταθεροποιημένου υμένα με επιφανειοδραστικό υποβληθεί σε μια ξαφνική επέκταση (όπως με την επιβολή μιας διαταραχής), η στιγμιαία επεκταθείσα ποσότητα του υμένα θα έχει έναν χαμηλότερο βαθμό συγκέντρωσης επιφανειοδραστικού από τις μη επεκταμένες ποσότητες επειδή το εμβαδό της επιφάνειας θα έχει αυξηθεί. Αυτό προκαλεί μια παροδική αύξηση της επιφανειακής τάσης που επιφέρει την άμεση συστολή του τμήματος της επιφάνειας.

Η επιφάνεια του υμένα συνδέεται μέσω ιξωδών δυνάμεων με τα κατώτερα υγρά στρώματα. Κατά συνέπεια, η συστολή της επιφάνειας προκαλεί λόγω του τριχοειδούς φαινομένου (capillary effect) τη ροή υγρού στην περιοχή κοντά στην

επιφάνεια, από τη χαμηλής τάσης περιοχή στην περιοχή υψηλής τάσης. Η μεταφορά της μάζας του υγρού λόγω των διαβαθμίσεων της επιφανειακής τάσης καλείται φαινόμενο Marangoni. Το φαινόμενο Gibbs-Marangoni εμμένει μόνο έως ότου αποκατασταθεί η ισορροπία στην προσρόφηση του επιφανειοδραστικού, μια διαδικασία που μπορεί να πραγματοποιηθεί εντός δευτερολέπτων ή να διαρκέσει για μία περίοδο ωρών. Για τα ιξώδη υγρά με μεγαλύτερες συγκεντρώσεις επιφανειοδραστικών και σε παχύτερους υμένους, αυτό μπορεί να πραγματοποιηθεί γρήγορα. Ωστόσο στους λεπτούς υμένους μπορεί να μην υπάρξει αρκετό επιφανειοδραστικό στην εκτεταμένη περιοχή επιφάνειας για να επανακτηθεί η ισορροπία γρήγορα, απαιτώντας τη διάχυση και από άλλα μέρη του υμένα. Οι διαδικασίες αποκατάστασης είναι επομένως η μετακίνηση των μορίων του επιφανειοδραστικού κατά μήκος της διεπιφάνειας από μια περιοχή χαμηλής επιφανειακής τάσης προς περιοχές με υψηλότερη επιφανειακή τάση και η μετακίνηση των μορίων του από το σώμα του λεπτού υμένα προς την επιφάνειά του.

Στην παρούσα διατριβή διερευνάται η επίδραση των επιφανειοδραστικών υμένα στην ευστάθεια και τα χαρακτηριστικά της ροής υγρού υμένα όχι μόνο λόγω του βιομηχανικού ενδιαφέροντος, αλλά επιπλέον, η κατανόηση τέτοιων επιδράσεων μπορεί να δώσει πληροφορίες για τη φυσική των διεπιφανειών.

Η κατευναστική επίδραση των επιφανειοδραστικών (κυρίως ελαίων) σε ροές με ελεύθερη επιφάνεια έχει παρατηρηθεί πριν από αιώνες. Υπάρχουν πολλές θεωρητικές μελέτες της υδροδυναμικής ευστάθειας υγρών υμένων [Yih, 1963; Whitaker, 1964; Whitaker & Jones, 1966; Lin, 1967; Anshus & Acrivos, 1967 ; Lin, 1970; Pereira & Kalliadasis, 2008 κ.α.], οι οποίες υποδεικνύουν ότι οι επιφανειοδραστικές ουσίες μπορούν να καθυστερήσουν αποτελεσματικά, ή και ακόμα να καταστείλουν εντελώς την εμφάνιση κυμάτων. Σε αυτό το σημείο όμως



πρέπει να αναφερθούμε στο γεγονός ότι υπάρχουν έρευνες που καταλήγουν, ότι οι επιφανειακές αστάθειες μπορούν να ενισχυθούν με την προσθήκη ενός πηκτικού επιφανειοδραστικού [Ji & Setterwall, 1994; Kim et al., 1996; Nordgren & Setterwall, 1996]. Σε γενικές γραμμές θεωρούμε ότι η επίδραση των επιφανειοδραστικών επικεντρώνεται στην έντονη απόσβεση.

Μία γενική ανασκόπηση για την επίδραση των επιφανειοδραστικών παρουσιάζεται από τους Lenewit et al. (2003). Αναφέρονται σε μερικές πρωτοποριακές πειραματικές μελέτες [Emmert & Pigford, 1954; Tailby & Portalski, 1961], οι οποίες περιέγραψαν την απόσβεση των κυμάτων σε λεπτούς υμένες και επίσης κάνουν αναφορά και σε θεωρητικές προσεγγίσεις [Whitaker, 1964; Whitaker & Jones, 1966; Anshus & Acrivos, 1967; Benjamin, 1964]. Η επίδραση της απόσβεσης μελετήθηκε ξεχωριστά από τους Whitaker (1964) και Benjamin (1964). Προκειμένου να αποσαφηνιστεί ο μηχανισμός της απόσβεσης, θεωρώντας ως διδιάστατο νευτώνικό το ρευστό, ο Whitaker εξέτασε το ρόλο της επιφανειακής τάσης, του επιφανειακού ιξώδους και της ελαστικότητας της επιφάνειας, στη σταθεροποίηση των υμένων για μικρούς αριθμούς Reynolds. Οι πρώτες δύο παράμετροι, παρά το γεγονός ότι μειώνουν τους ρυθμούς ανάπτυξης των απειροελάχιστων διαταραχών, δεν είναι ικανές για να σταθεροποιήσουν ένα υμένα.

Η ελαστικότητα της επιφάνειας αυξάνει τον κρίσιμο αριθμό Reynolds, κάτω από τον οποίο η ροή είναι ευσταθής για όλες της διαταραχές. Ο Benjamin ανέπτυξε ένα μοντέλο, με την παραδοχή ότι το μονομοριακό στρώμα είναι δισδιάστατο, ιξωδό-ελαστικό και μη διαλυτό ρευστό και βρήκε μια αναλυτική λύση της εξίσωσης Orr – Sommerfeld για μεγάλου μήκους κύματα, δηλαδή μικρούς κυματαριθμούς. Ο Whitaker το 1966 συνέχισε την αριθμητική μελέτη του όσον αφορά στο πρόβλημα της ευστάθειας για διαλυτά και μη επιφανειοδραστικά από την άποψη μιας λύσης

διαταραχής της εξίσωσης Orr–Sommerfeld, χωρίς να έχει τον περιορισμό για μεγάλου μήκους κύματα όπως ο Benjamin. Τα αναλυτικά αποτελέσματα των Whitaker και Benjamin για μη διαλυτές μονοστοιβάδες δεν δείχνουν σημαντικές διαφορές παρά το γεγονός ότι η θεωρητικές προσεγγίσεις τους είναι διαφορετικές. Οι Anshus και Acrivos (1967), χρησιμοποιώντας μία ασυμπτωτική ανάλυση βασιζόμενη στην παραδοχή μεγάλης παραμέτρου επιφανειακής ελαστικότητας, κατέληξαν σε δύο βασικά συμπεράσματα. Πρώτον, ο αριθμός Reynolds που παρατηρείται για τη λύση μιας διαταραχής μικρού κυματαριθμού είναι πράγματι ο κρίσιμος αριθμός Reynolds του συστήματος, και δεύτερο, η παρουσία του επιφανειοδραστικού οδηγεί σε μεγάλη μείωση του ρυθμού ανάπτυξης και συγχρόνως σε μεγάλη αύξηση στο μήκος κύματος της διαταραχής που εξελίσσεται πιο γρήγορα.

Το κυριότερο σημείο από όλες τις παραπάνω έρευνες σχετικά με την επίδραση των επιφανειοδραστικών, και κυρίως με την απόσβεση που προκαλούν, είναι η σύνδεση της ελαστικότητας της επιφάνειας με την εξάλειψη των κυμάτων, και οφείλει την ύπαρξή της στη διακύμανση της επιφανειακής τάσης με τη συγκέντρωση. Το επιφανειακό ιξώδες και η διάχυση στην επιφάνεια δεν αρκούν για να κρατήσουν μία επιφάνεια ευσταθή.

Μία κύρια παράμετρος, η οποία δεν έχει εξεταστεί παρά ελάχιστα, είναι η επίδραση της διαλυτότητας του επιφανειοδραστικού. Η μεταφορά μάζας (με διάχυση και συναγωγή) ανάμεσα στην επιφάνεια και στον κύριο όγκο του ρευστού μπορεί να μετριάσει διαφορές επιφανειακής τάσης, και έτσι να τροποποιήσει την ελαστικότητα της επιφάνειας με περίπλοκα συνδεδεμένο τρόπο με τη δυναμική της ροής.

Πιο πρόσφατα, ο Pozrikidis (2003) ερεύνησε την επίδραση ενός μη–διαλυτού επιφανειοδραστικού στη ροή υγρού υμένα σε κεκλιμένο επίπεδο με περιοδικές διαμορφώσεις ή εγκοπές, σε μηδενικό αριθμό Reynolds. Μια ανάλυση διαταραχής

για τα τοιχώματα με ημιτονοειδή διαμόρφωση μικρού πλάτους αποκαλύπτει ότι το επιφανειοδραστικό μέσο ενισχύει την παραμόρφωση της επιφάνειας, αν και καθιστά το πάχος του υμένα πιο ομοιόμορφο στην κεκλιμένη επιφάνεια. Η επίδραση του είναι σημαντικότερη όταν το πάχος είναι μικρότερο από τη μισή περίοδο των τοιχωμάτων. Διαπιστώθηκε επίσης ότι η παρουσία επιφανειοδραστικού μπορεί να ασκήσει βαθιά επίδραση στην κατανομή της επιφανειακής ταχύτητας και στην κινηματική της ροής. Συγκεκριμένα, τείνει να καταστήσει την εφαπτομενική ταχύτητα πιο ομοιόμορφη στη επιφάνεια.

Οι Blyth & Pozrikidis (2004) μελέτησαν την επίδραση ενός αδιάλυτου επιφανειοδραστικού στην ευστάθεια της ροής ενός υγρού υμένα σε κεκλιμένο επίπεδο. Έδειξαν ότι, με την εισαγωγή του επιφανειοδραστικού, ο κρίσιμος αριθμός Reynolds αυξάνεται. Κατά συνέπεια, το επιφανειοδραστικό έχει μια σταθεροποιητική επίδραση στη δυναμική υμένων. Το ίδιο υποστηρίζεται και από τον Lucassen (1981), ο οποίος κάνει λόγο για την αύξηση του συντελεστή απόσβεσης κυμάτων παρουσία ενός αδιάλυτου επιφανειοδραστικού, όπως είναι το λάδι.

Εκτός από την ευστάθεια, μία άλλη ενδιαφέρουσα πλευρά είναι η επίδραση των επιφανειοδραστικών στα χαρακτηριστικά των κυμάτων στην ασταθή περιοχή. Οι Strobel & Whitaker (1969) μελέτησαν πειραματικά τις τιμές του μήκους κύματος και της ταχύτητας του κύματος για διαλύματα βαλερικού και εξανοϊκού οξέως για κατακόρυφο υμένα και έκαναν σύγκριση με την θεωρία ευστάθειας. Παρατήρησαν δύο ενδιαφέροντα φαινόμενα. Το πρώτο ήταν το σημείο εμφάνισης κυμάτων σε συνάρτηση με τη συγκέντρωση του επιφανειοδραστικού και τον αριθμό Reynolds. Αυξάνοντας τη συγκέντρωση κάποιων αλειφατικών οξέων, η απόσταση από την κορυφή του υμένα μέχρι το σημείο εμφάνισης κυμάτων αυξάνεται. Το δεύτερο

ενδιαφέρον φαινόμενο που παρατήρησαν είναι ότι η επιφανειακή ταχύτητα μειώνεται με την αύξηση της συγκέντρωσης του επιφανειοδραστικού.

Οι Cero & Whitaker (1971) μελέτησαν πειραματικά και θεωρητικά την υδροδυναμική ανάπτυξη ενός λεπτού κατακόρυφου υμένα υπό την επίδραση των επιφανειοδραστικών. Η έρευνα έδειξε ότι το προφίλ της επιφανειακής ταχύτητας εξαρτάται σημαντικά από την ελαστικότητα της επιφάνειας και φαίνεται να μην επηρεάζεται σημαντικά από τη διάχυση του επιφανειοδραστικού και την κινητική της μεταφοράς μάζας στη διεπιφάνεια.

Στην παρούσα εργασία γίνεται προσθήκη αλκοολών και προσθήκη της επιφανειοδραστικής ουσίας Sodium Dodecyl Sulfate (SDS). Εκτός από τη μείωση της επιφανειακής τάσης, τα επιφανειοδραστικά μεταβάλλουν τις ιδιότητες της επιφάνειας. Οι διαφορές στη συμπεριφορά των παραπάνω επιφανειοδραστικών, οι οποίες παρουσιάζονται σε επόμενα κεφάλαια, ερμηνεύονται σε σχέση με τις ιδιότητες της επιφάνειας, εισάγοντας τους όρους της ελαστικότητας της επιφάνειας και του επιφανειακού ιξώδους. Οι όροι αυτοί εκφράζονται αντίστοιχα ως το πραγματικό και φανταστικό μέρος του μέτρου διαστολής της επιφάνειας [Lucassen-Reynders & Lucassen, 1969; Lucassen, 1981]. Η μείωση της επιφανειακής τάσης και η εισαγωγή της ελαστικότητας της επιφάνειας αναμένεται να έχουν μία ανταγωνιστική επίδραση στις διεπιφανειακές διαταραχές. Η πρώτη αναμένεται να τις ενισχύει και η δεύτερη να τις αποσβένει. Η προσθήκη της προπανόλης στο νερό ουσιαστικά μειώνει την επιφανειακή τάση χωρίς σημαντικό επιφανειακό ιξώδες και ελαστικότητα επιφάνειας. Το διάλυμα ουσιαστικά συμπεριφέρεται σαν καθαρό ρευστό με χαμηλή επιφανειακή τάση. Σύμφωνα με τους Lucassen-Reynders & Lucassen (1969) και Lucassen (1981), αυτή η συμπεριφορά οφείλεται στην μεγάλη διαλυτότητα της αλκοόλης στο νερό, η οποία σε συνδυασμό με το χαμηλό ιξώδες, επιτρέπει γρήγορη διάχυση μεταξύ της επιφάνειας και του κύριου όγκου του ρευστού.

## **4. ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΗ ΔΙΑΔΙΚΑΣΙΑ**

---

## 4.1 Εισαγωγή

Στο παρόν κεφάλαιο παρουσιάζεται η πειραματική μεθοδολογία που ακολουθήθηκε για τη μελέτη της ροής λεπτού υμένα υγρού πάνω από κεκλιμένο τοίχωμα. Αρχικά, περιγράφονται οι διατάξεις στις οποίες πραγματοποιήθηκαν τα πειράματα καθώς και το σύστημα εισαγωγής των διαταραχών. Στη συνέχεια αναφέρονται τα είδη των διαλυμάτων που χρησιμοποιήθηκαν και ο τρόπος με τον οποίο προσδιορίστηκαν οι φυσικές τους ιδιότητες. Ακολουθεί η παρουσίαση της μεθόδου συλλογής των πειραματικών δεδομένων με την αγωγιμομετρική τεχνική και η διαδικασία επεξεργασίας τους.

## 4.2 Πειραματική διάταξη

### 4.2.1 Κανάλια ροής

Τα πειράματα πραγματοποιήθηκαν σε δύο πειραματικές διατάξεις. Η μικρή πειραματική διάταξη [Βλαχογιάννης, 2001] απεικονίζεται στο σχήμα 4.1 και η μεγάλη στο σχήμα 4.2. Η αρχή λειτουργίας και των δύο διατάξεων είναι η τροφοδότηση ρευστού σε μια επιφάνεια, η οποία έχει τη δυνατότητα να αλλάζει κλίση. Με τον τρόπο αυτό είναι εφικτή η μελέτη της ροής.

Το βασικό μέρος της μικρής συσκευής είναι ένα κανάλι, πλάτους 25 cm και μήκους 80 cm, πάνω στο οποίο ρέει το υγρό. Το κομμάτι αυτό της συσκευής, όπως και τα περισσότερα μέρη της διάταξης, είναι κατασκευασμένα από Plexiglas ώστε να είναι ορατή η ροή από όλες τις πλευρές και να επιτρέπεται ο οπτικός έλεγχος. Μέρος της βάσης του καναλιού είναι αποσπώμενο, αποτελούμενο από πλάκα πλάτους 25 cm και μήκους 50 cm. Πάνω σε αυτή την πλάκα γίνονται οι μετρήσεις σε δύο συνήθως θέσεις. Η μία κατά την είσοδο της ροής και η άλλη προς το τέλος της πλάκας. Κατά

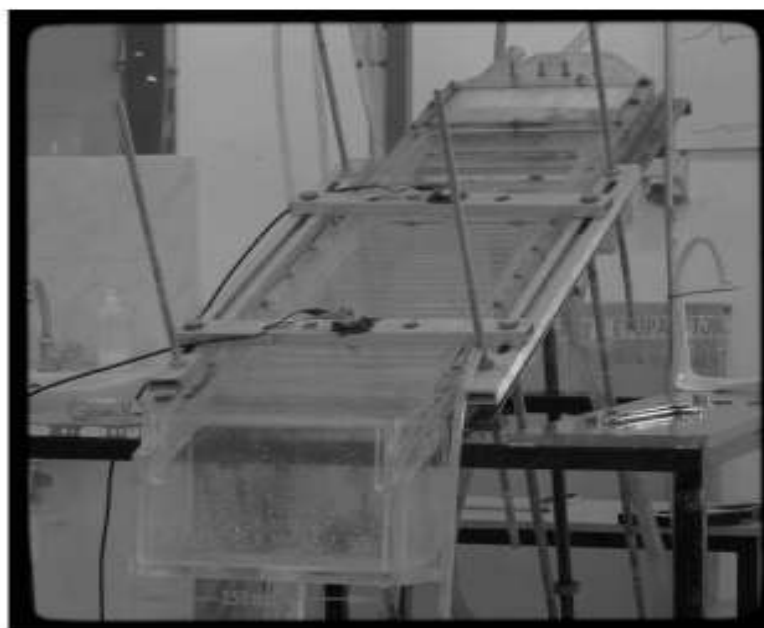
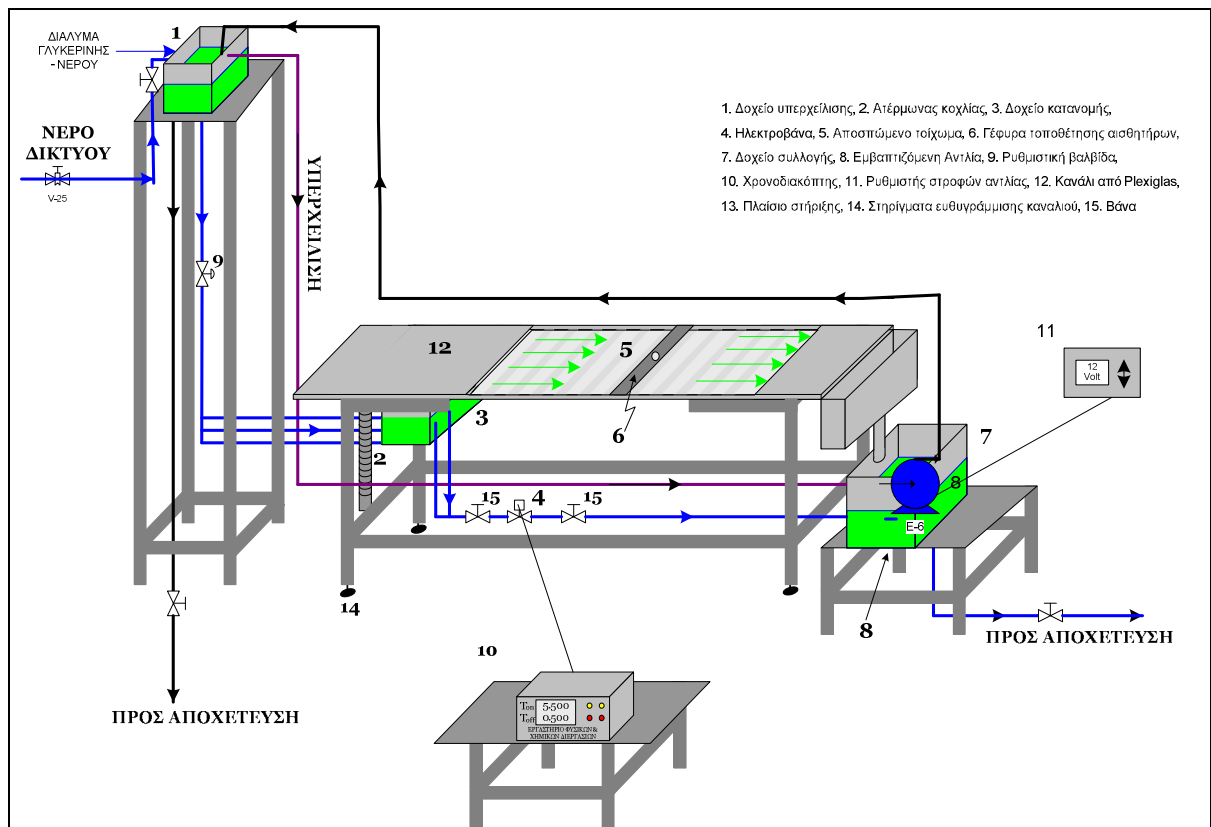
τη μελέτη της επίδρασης της γεωμετρίας του τοιχώματος, η πλάκα αυτή αντικαθίσταται από άλλες με την επιθυμητή μορφολογία επιφάνειας (π.χ. περιοδικό τοίχωμα). Η κλίση του καναλιού ρυθμίζεται με τη βοήθεια ενός ατέρμονα κοχλία. Η γωνία που σχηματίζει το κανάλι με το οριζόντιο επίπεδο μπορεί να μεταβληθεί από 0° έως 67°. Στα πειράματα της παρούσας εργασίας, η κλίση κυμάνθηκε από 2°-10°. Η λειτουργία της συσκευής περιγράφεται συνοπτικά στη συνέχεια:

Αρχικά κατάλληλο ρευστό τοποθετείται στο δοχείο συλλογής. Το ρευστό αυτό, με τη βοήθεια μιας εμβαπτιζόμενης αντλίας, οδηγείται στο δοχείο υπερχειλίσης. Από εκεί, εξαιτίας της υψομετρικής διαφοράς και λόγω του βάρους του, το ρευστό ρέει μέσω ενός συστήματος σωλήνων πολυαιθυλενίου προς το δοχείο κατανομής, με το οποίο επιτυγχάνεται ομοιόμορφη κατανομή του ρευστού στο τμήμα μετρήσεων του καναλιού. Στη συνέχεια, το ρευστό επιστρέφει στο δοχείο συλλογής για να ακολουθήσει την ίδια διαδρομή. Αξίζει να σημειωθεί ότι ο λόγος που χρησιμοποιήθηκε το συγκεκριμένο είδος αντλίας είναι ότι δεν αυξάνει τη θερμοκρασία του ρευστού, γεγονός που πιθανόν να επηρέαζε τις μετρήσεις. Η παροχή του ρευστού ελέγχεται από μια ρυθμιστική βαλβίδα, η οποία παρεμβάλλεται ανάμεσα στο δοχείο υπερχειλίσης και το δοχείο κατανομής. Πιο συγκεκριμένα, ρυθμίζεται η βαλβίδα σε μια ορισμένη θέση και η παροχή προσδιορίζεται μετρώντας το βάρος του ρευστού που εξέρχεται από το κανάλι. Με τη μέθοδο της δοκιμής και σφάλματος επιτυγχάνεται η επιθυμητή παροχή. Επειδή η όλη κίνηση οφείλεται στην υψομετρική διαφορά του υγρού, σταθερή στάθμη στο δοχείο υπερχειλίσης εξασφαλίζει και σταθερή παροχή.

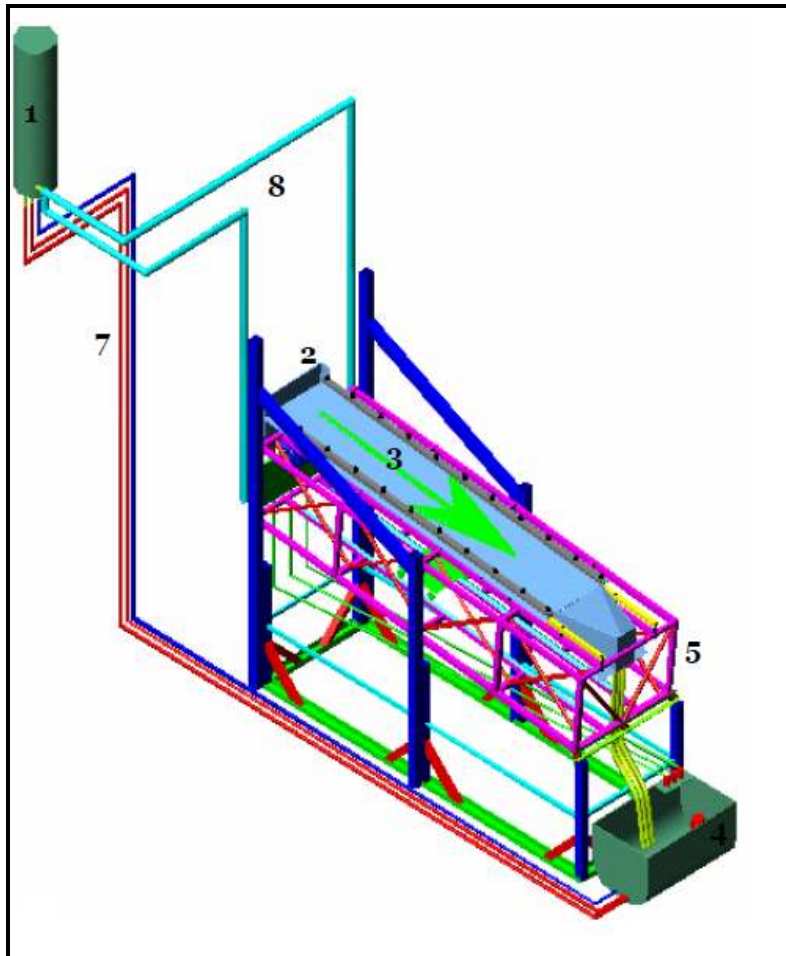
Η αρχή λειτουργίας και για το μεγάλο κανάλι είναι πανομοιότυπη. Η μόνη διαφορά είναι το μέγεθός του. Πρόκειται για κανάλι μήκους 3 μέτρων και πλάτους 0.45 μέτρων. Η επιθυμητή παροχή του ρευστού σε αυτή τη διάταξη είναι ευκολότερο

να επιτευχτεί με μεγαλύτερη ακρίβεια, καθώς η παροχή ελέγχεται με τη χρήση ροόμετρων. Χρησιμοποιώντας μακριές λωρίδες γυαλιού σε διάφορα πλάτη είναι εφικτό να μεταβληθεί το πλάτος του καναλιού. Η μετρήσεις του πάχους υμένα γίνονται τέσσερις ή πέντε θέσεις κατά μήκος του καναλιού.

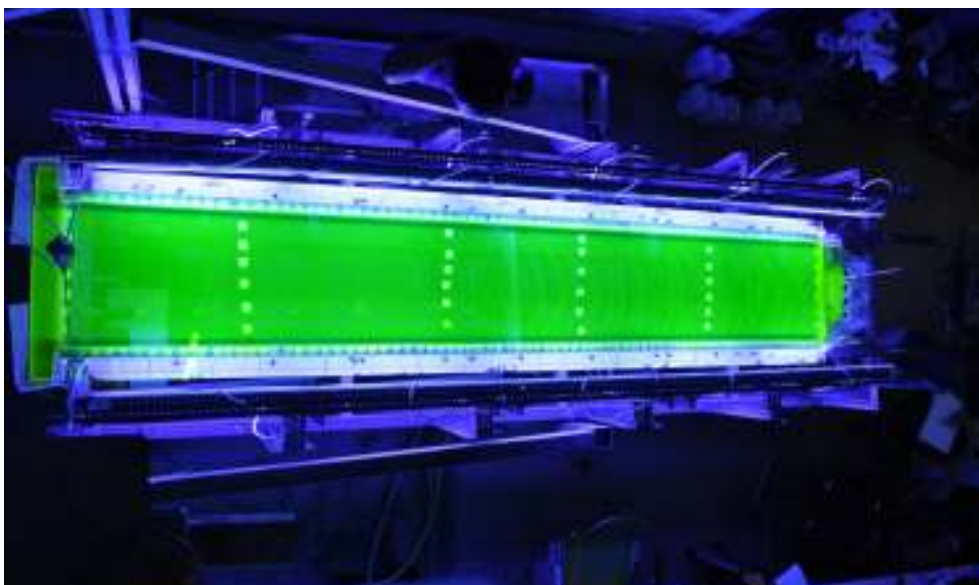




Σχήμα 4.1: Μικρή πειραματική διάταξη



1. Δοχείο Υπερχείλισης, 2. Δοχείο κατανομής, 3. Κανάλι Ροής, 4. Δοχείο Συλλογής, 5. Μεταλλική Βάση, 6. Τροχήλατη βάση, 7. Σωληνώσεις ανακυκλοφορίας, 8. Σωληνώσεις τροφοδοσίας



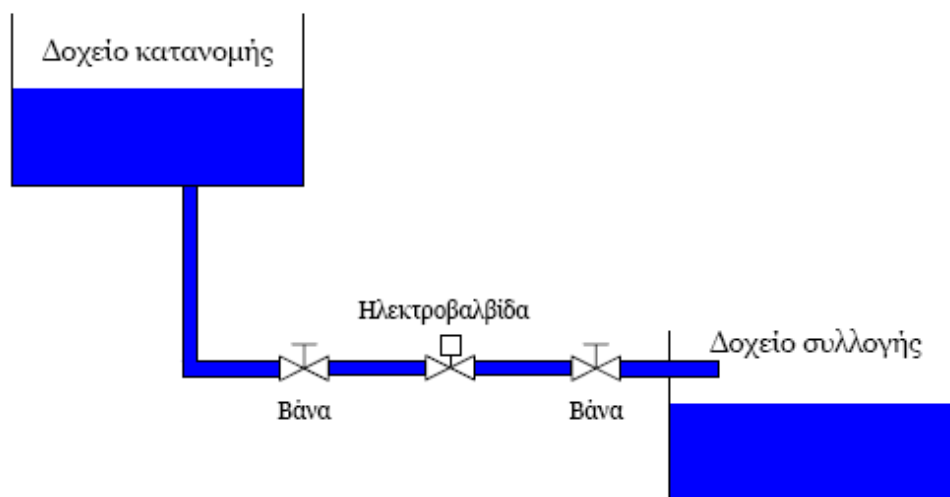
**Σχήμα 4.2:** Μεγάλη πειραματική διάταξη

#### 4.2.2 Σύστημα δημιουργίας εξωτερικά επιβαλλόμενης διαταραχής

Το διαθέσιμο μήκος του μικρού καναλιού περιορίζει τη μελέτη της εξέλιξης των φυσικά δημιουργούμενων διαταραχών. Η επιβολή εξωτερικής διαταραχής συγκεκριμένης συχνότητας δίνει τη δυνατότητα μετάβασης σε μια περιοχή ροής στην οποία θα εξελισσόταν η ροή υγρού υμένα σε ένα κανάλι μεγαλύτερου μήκους υπό την επίδραση μόνο του φυσικού θορύβου. Για το σκοπό αυτό χρησιμοποιήθηκε ένα σύστημα by-pass με ηλεκτροβαλβίδα. Η διαταραχή δημιουργείται με τη βοήθεια μιας χρονιζόμενης ηλεκτρο- βαλβίδας (ON/OFF). Για το σκοπό αυτό ενώθηκε το δοχείο συλλογής, μέσω ενός ελαστικού σωλήνα, με το δοχείο κατανομής (Σχήμα 4.3).

Μέσω της αυτής της παράκαμψης ένα μέρος από το υγρό που βρίσκεται στο δοχείο κατανομής οδηγείται στο δοχείο συλλογής χωρίς να περάσει από την κεκλιμένη πλάκα του καναλιού. Στην παράκαμψη αυτή παρεμβάλλεται η ηλεκτροβαλβίδα. Ένας χρονοδιακόπτης ρυθμίζει το άνοιγμα και το κλείσιμο της ηλεκτροβαλβίδας. Όταν η ηλεκτροβαλβίδα είναι ανοιχτή μια ποσότητα υγρού περνάει άμεσα προς το δοχείο συλλογής. Όταν όμως είναι κλειστή, η ποσότητα αυτή του υγρού οδηγείται μέσω της κεκλιμένης πλάκας στο δοχείο συλλογής. Με τον τρόπο αυτό επιτυγχάνεται η εξωτερικά επιβαλλόμενη αυξομείωση του πάχους του υμένα με το χρόνο (κύμα στην αρχή του καναλιού). Δηλαδή, το περιοδικό φράξιμο της παράκαμψης αυτής προκαλεί διαταραχή στην είσοδο του καναλιού με μορφή υδραυλικού άλματος. Το υδραυλικό αυτό άλμα διαχωρίζεται κατάντη της ροής εξαιτίας των μη-γραμμικών αλληλεπιδράσεων και δημιουργεί μια σειρά μοναχικών κυμάτων. Το μέγεθος της παραγόμενης διαταραχής μπορεί να ρυθμιστεί από τον λόγο των χρονικών διαστημάτων που η δίοδος μένει ανοιχτή και κλειστή και από την ποσότητα του ρευστού που επιτρέπεται να περνάει διαμέσου του bypass.

Η ποσότητα αυτή ρυθμίζεται από τις βάνες (15) που βρίσκονται εκατέρωθεν της ηλεκτροβαλβίδας. Επίσης, ρυθμίζοντας τον συνολικό χρόνο του φαινομένου, είναι δυνατό να ρυθμιστεί η συχνότητα της διαταραχής. Το σύστημα διαταραχής που περιγράφηκε παραπάνω μπορεί να παράγει συχνότητες διαταραχής από 0.1 Hz έως και 1.5 Hz.

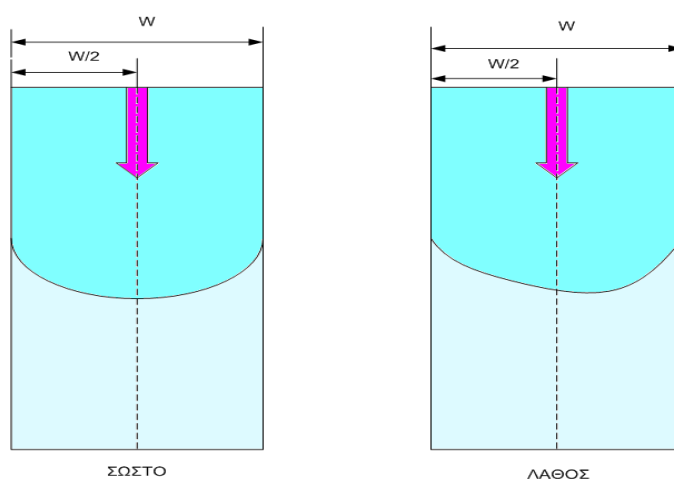


Σχήμα 4.3: Σύστημα διαταραχής

#### 4.2.3 Ευθυγράμμιση καναλιού ροής

Ένας από τους σημαντικότερους παράγοντες στη ροή υγρού υμένα σε κεκλιμένο κανάλι είναι η ευθυγράμμιση του καναλιού. Για το σκοπό αυτό έχουν τοποθετηθεί στο πλαίσιο που στηρίζεται το κανάλι κατάλληλα περιστρεφόμενα στηρίγματα, τα οποία δίνουν τη δυνατότητα μετακίνησης ολόκληρου του συστήματος προς τα πάνω ή προς τα κάτω. Προκειμένου να ρυθμιστεί και να ελεγχθεί η ευθυγράμμιση του καναλιού ακολουθείται η εξής διαδικασία: Ρυθμίζεται η παροχή του ρευστού ώστε ο υμένας στο κανάλι να είναι σταθερός χωρίς την ύπαρξη εξωτερικής διαταραχής. Η περίοδος του χρονοδιακόπτη και το μέγεθος της παραγόμενης διαταραχής καθορίζονται σε μέτριο μέγεθος. Αξίζει να σημειωθεί ότι η εκτίμηση του μεγέθους της διαταραχής στο σημείο αυτό είναι ποιοτική. Με τον τρόπο

αυτό δημιουργείται πάνω στο τοίχωμα ένα μέτωπο της υγρής φάσης, όπως φαίνεται στο σχήμα 4.4. Σωστή ευθυγράμμιση συνεπάγεται ότι η κορυφή του μετώπου θα βρίσκεται στο κέντρο του τοιχώματος. Σε αντίθετη περίπτωση ρυθμίζονται ανάλογα τα στηρίγματα. Δηλαδή στην περίπτωση, όπως αυτή του σχήματος 4.4, όπου το μέτωπο είναι μετατοπισμένο προς τα δεξιά, δηλώνει ότι περισσότερη μάζα ρευστού βρίσκεται στην πλευρά αυτή, οπότε το σημείο αυτό είναι πιο ψηλά από το αντίστοιχο σημείο της αριστερής πλευράς και πρέπει είτε να ανυψωθεί αυτό το σημείο ή να μειωθεί το ύψος από την αριστερή πλευρά. Η διαδικασία αυτή ακολουθείται μέχρι η κορυφή του κύματος να βρίσκεται στο κέντρο του τοιχώματος σε όλο το μήκος της πλάκας.



**Σχήμα 4.4:** Ευθυγραμμισμένο και μη ευθυγραμμισμένο κανάλι

Προκειμένου να είναι πιο εύκολα αντιληπτό το μέτωπο του κύματος το ρευστό χρωματίζεται. Πιο συγκεκριμένα, προστίθεται μικρή ποσότητα κατάλληλης χρωστικής ουσίας (ουρανίνη-sodium salt of fluorescein), η οποία έχει την ιδιότητα να φθορίζει κάτω από την επίδραση υπεριώδους φωτός εκπέμποντας ορατό πράσινο-κίτρινο φως σε κεντρικό μήκος κύματος 525-580 nm. Η ουσία αυτή έχει βρεθεί ότι δεν επηρεάζει τις φυσικές ιδιότητες των ρευστών που χρησιμοποιούνται στην παρούσα εργασία.

Λόγω της ευαισθησίας του συγκεκριμένου συστήματος στήριξης του καναλιού και της έντονης επίδρασης της κακής ευθυγράμμισης στις πειραματικές μετρήσεις, η ευθυγράμμισή του ελεγχόταν στην αρχή κάθε μέρας, μετά την αλλαγή κλίσης του καναλιού.

### **4.3 Ιδιότητες ρευστών**

Στα πειράματα νερού αλκοόλης επιλέγεται η κατάλληλη περιεκτικότητα αλκοόλης ανάλογα με την επιθυμητή επιφανειακή τάση και στα διαλύματα του επιφανειοδραστικού η συγκέντρωση επιλέγεται σε συνάρτηση με τη συγκέντρωση σχηματισμού μικκυλίων. Στα διαλύματα γλυκερίνης νερού, η περιεκτικότητα γλυκερίνης επιλέγεται τόση ώστε να επιτυγχάνεται διαβροχή του υμένα ακόμα και για πολύ μικρές παροχές. Αύξηση του ιζώδους του ρευστού έχει ως αποτέλεσμα την επιβράδυνση της ανάπτυξης των δομών και της εξαφάνισης των τρισδιάστατων ασταθειών ακόμα και σε σχετικά μεγάλες γωνίες και αριθμούς  $Re$ . Βέβαια, η προσθήκη μεγάλου ποσοστού γλυκερίνης θα είχε ως αποτέλεσμα την πολύ αργή εξέλιξη των φαινομένων και σε αυτήν την περίπτωση το μήκος του καναλιού δεν θα ήταν αρκετό για να αναπτυχθούν πλήρως. Οπότε, η επιλογή του ρευστού έπρεπε να είναι προσεκτική ώστε να μην εξαχθούν εσφαλμένα συμπεράσματα για την εξέλιξη της ροής.

#### *4.3.1 Προσδιορισμός ιζώδους και πυκνότητας*

Ο προσδιορισμός της σύστασης και της πυκνότητας των διαλυμάτων νερού γλυκερίνης εκάστοτε διαλύματος έγινε μετρώντας στην αρχή και στο τέλος κάθε πειράματος τον δείκτη διάθλασης (Πίνακας 3 παραρτήματος) του διαλύματος με τη βοήθεια του διαθλασίμετρου (Abbe 5 Refractometer - Bellingham+Stanley Ltd.). Σε καμία μέτρηση δεν παρουσιάστηκε μεταβολή του δείκτη διάθλασης. Στη συνέχεια,

ανατρέχοντας στους πίνακες ιδιοτήτων των διαλυμάτων γλυκερίνης–νερού για τη θερμοκρασία των 20° C (Παράρτημα), υπολογιζόταν η τελική σύσταση του μίγματος και στη συνέχεια το κινηματικό ιξώδες χρησιμοποιώντας πάλι τους πίνακες του παραρτήματος με δεδομένη θερμοκρασία 20o C και σύσταση μίγματος αυτήν που προσδιορίστηκε με την προηγούμενη διαδικασία. Παράλληλα, γινόταν πάντα μέτρηση του ιξώδους και της πυκνότητας με τα όργανα μέτρησης του εργαστηρίου. Συγκεκριμένα, η μέτρηση ιξώδους γινόταν με ιξωδόμετρο τριχοειδούς σωλήνα και η μέτρηση της πυκνότητας με πυκνόμετρα. Η αρχή μέτρησης των ιξωδομέτρων αυτών είναι κοινή. Για τον προσδιορισμό του κινηματικού ιξώδους μετράται ο χρόνος εκροής ορισμένης ποσότητας ρευστού , μέσω τριχοειδούς σωλήνα σύμφωνα με το νόμο του Poiseuille. Σύμφωνα με αυτό το νόμο, ο χρόνος ροής του λαδιού είναι ανάλογος του ιξώδους, όταν η ροή είναι στρωτή και το υγρό νευτωνικό. Για την πυκνότητα χρησιμοποιήθηκαν πυκνόμετρα των οποίων η αρχή λειτουργίας βασίζεται στην Αρχή του Αρχιμήδη: στη θέση ισορροπίας, ένα σώμα βυθίζεται μέσα σε ένα υγρό τόσο λιγότερο, όσο πυκνότερο είναι το υγρό. Το βάθος, στο οποίο φθάνει το πυκνόμετρο, αποτελεί ένδειξη για την πυκνότητα του υγρού.

#### *4.3.2 Προσδιορισμός επιφανειακής τάσης*

Ο υπολογισμός της επιφανειακής τάσης σε όλα τα διαλύματα των αλκοολών και του επιφανειοδραστικού SDS έγινε με τη χρήση δύο διαφορετικών μεθόδων, τη μέθοδο του ζυγού Du Noüy και τη μέθοδο της μέγιστης πίεσης φυσαλίδας (Maximum Bubble Pressure).

Η ευρύτερα χρησιμοποιούμενη μέθοδος για τον προσδιορισμό της επιφανειακής τάσης είναι η μέθοδος του ζυγού Du Noüy, ή, όπως λέγεται συχνά, η μέθοδος του δακτυλίου. Ανακαλύφθηκε από το γάλλο φυσικό Pierre Lecomte du Noüy [du Noüy , 1925]. Κατα αυτή μετράται η δύναμη που απαιτείται για να

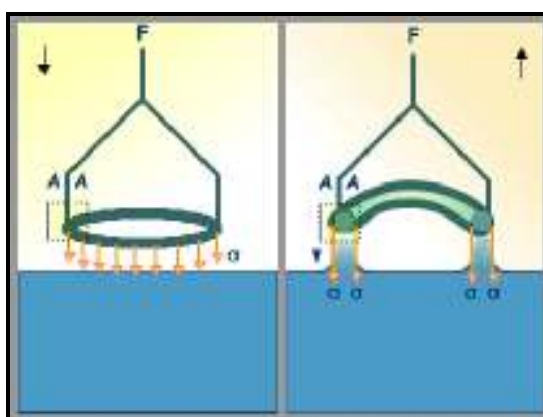
αποσπαστεί από τη διεπιφάνεια ένας λεπτός μεταλλικός δακτύλιος ακτίνας  $r$ , όπως φαίνεται στο σχήμα 4.5. Η ολική περίμετρος στην οποία δρα η επιφανειακή τάση είναι:

$$2(2\pi r) = 4\pi r \quad (4.3-1)$$

Άρα η δύναμη που απαιτείται για να αποσπαστεί ο δακτύλιος είναι:

$$F = 4\pi r \gamma \quad (4.3-2)$$

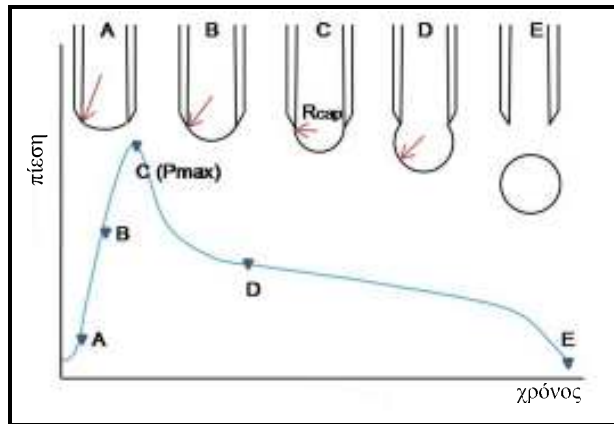
όπου  $\gamma$  η επιφανειακή τάση.



**Σχήμα 4.5:** Η αρχή λειτουργίας της μεθόδου του ζυγού Du Noüy

Μία ακόμα μέθοδος υπολογισμού επιφανειακής τάσης είναι η μέθοδος της μέγιστης πίεσης φυσαλίδας. Το τανσίμετρο πίεσης φυσαλίδας (bubble pressure tensiometer) παράγει φυσαλίδες αερίου με σταθερό ρυθμό τις οποίες διοχετεύει στο δείγμα του ρευστού μέσω ενός τριχοειδούς σωλήνα γνωστής διαμέτρου, ο οποίος είναι βυθισμένος σε αυτό. Η πίεση ( $P$ ) μέσα στη φυσαλίδα συνεχίζει να αυξάνει και η μέγιστη τιμή της παρατηρείται όταν το σχήμα της φυσαλίδας γίνει εντελώς ημισφαιρικό με ακτίνα ίση με την ακτίνα του τριχοειδούς σωλήνα. Στο σχήμα 4.6 παρουσιάζονται τα βήματα της διαμόρφωσης της φυσαλίδας και η αντίστοιχη αλλαγή της ακτίνας της.





**Σχήμα 4.6:** Αλλαγή της πίεσης κατά τη διάρκεια δημιουργίας φυσαλίδας

- **A, B:** Η φυσαλίδα εμφανίζεται στο τέλος από τον τριχοειδή σωλήνα και η διάμετρος της αυξάνεται με το χρόνο
- **C:** Η φυσαλίδα έχει ημισφαιρικό σχήμα με ακτίνα ίση με εκείνη του τριχοειδούς σωλήνα  $R_{cap}$  και σε αυτό το σημείο εμφανίζεται η μέγιστη πίεση  $\Delta P_{max}$ . Η επιφανειακή τάση  $\gamma$  μπορεί να προσδιοριστεί με την εξίσωση Young – Laplace στην ανηγμένη μορφή για σφαιρικό σχήμα φυσαλίδας μέσα στο ρευστό [Adamson & Gast, 1997].

$$\gamma = \frac{\Delta P_{max} \times R_{cap}}{2} \quad (3.3-3)$$

- **D, E:** Εφόσον η πίεση φτάσει στη μέγιστη τιμή, στη συνέχεια μειώνεται, αυξάνοντας όμως τη διάμετρο της φυσαλίδας με τελικό αποτέλεσμα την αποκόλλησή της από τον τριχοειδή σωλήνα.

Είναι μία μέθοδος που δεν απαιτεί γνώση γωνίας επαφής γι αυτό και είναι κατάλληλη για διαλύματα που περιέχουν επιφανειοδραστικά δίνοντας γρήγορη μέτρηση. [Adamson & Gast, 1997].

#### 4.3.2 Προσδιορισμός αγωγιμότητας

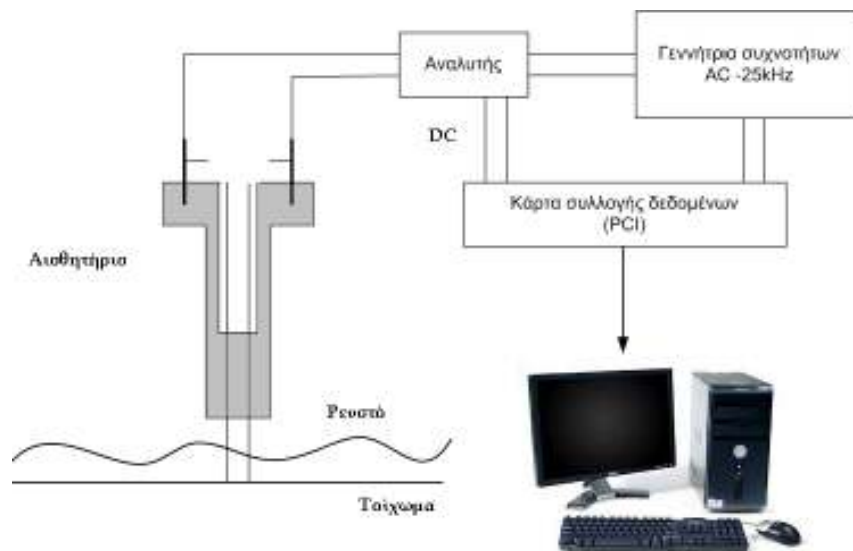
Βρέθηκε ότι η πειραματική τεχνική που χρησιμοποιήθηκε λειτουργεί για την περίπτωση που η αγωγιμότητα του ρευστού είναι μεταξύ 300-1000  $\mu\text{S}$ . Εξαιτίας του γεγονότος ότι η γλυκερίνη δεν είναι ιδιαίτερα αγωγήμη υπήρχαν περιπτώσεις όπου ήταν απαραίτητη η αύξηση της αγωγιμότητας των διαλυμάτων νερού-γλυκερίνη. Αυτό επιτυγχανόταν με την προσθήκη μικρής ποσότητας αλατιού στο διάλυμα. Η μέτρηση της αγωγιμότητας γινόταν χρησιμοποιώντας ένα αγωγιμόμετρο (Consort C834). Για το σκοπό αυτό λαμβανόταν δείγμα από το κανάλι αρκετές φορές κατά τη διάρκεια του πειράματος.

#### 4.4 Αγωγιμομετρική τεχνική

Η αγωγιμομετρική τεχνική [Andritsos, 1986; Cooney, 1973; Brown et al., 1978] χρησιμοποιήθηκε για τη μέτρηση του πάχους της υγρής στιβάδας και των διακυμάνσεών της. Η τεχνική στηρίζεται στο γεγονός ότι η αγωγιμότητα μεταξύ δύο παράλληλων μεταλλικών συρμάτων εξαρτάται από το ύψος του υγρού που βρίσκεται ανάμεσα τους. Στο σχήμα 4.7 απεικονίζεται το μετρητικό σύστημα που κατασκευάστηκε στο εργαστήριο και χρησιμοποιήθηκε για την εφαρμογή της τεχνικής. Το μετρητικό τροφοδοτείται με εναλλασσόμενη τάση υψηλής συχνότητας (25 kHz) ώστε να αποφευχθεί η ηλεκτρόλυση του νερού. Η μεταβολή της αγωγιμότητας μεταξύ των λεπτών μεταλλικών συρμάτων, λόγω της μεταβολής του πάχους της υγρής στιβάδας, προκαλεί μεταβολές στο πλάτος του εναλλασσόμενου ρεύματος που τροφοδοτεί το κύκλωμα.

Οι μεταβολές αυτές τροφοδοτούνται σε ειδικό ηλεκτρονικό αναλυτή και στη συνέχεια με τη βοήθεια κατάλληλης κάρτας συλλογής δεδομένων (Advantech PCI-1710HG, 16-bit) και προγράμματος που δημιουργήθηκε στο εργαστήριο σε LabView αποθηκεύεται το εξερχόμενο από το μετρητικό σήμα (τάση DC ως προς χρόνο). Το

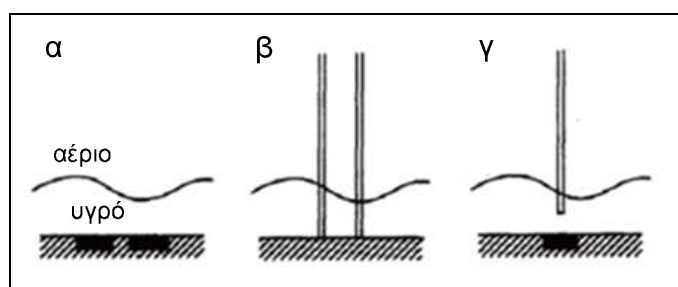
αισθητήριο είναι κατασκευασμένο από Ertalon, ένα υλικό που επεξεργάζεται εύκολα και παρουσιάζει ικανοποιητική θερμική αντοχή, ενώ το σύρμα είναι από χρωμονικέλιο διαμέτρου 0.4 mm. Για την τοποθέτηση των μετρητικών χρησιμοποιήθηκαν κατάλληλες γέφυρες, οι οποίες τοποθετήθηκαν πάνω από το τοίχωμα σε διαφορετικές θέσεις (στην αρχή, και στο τέλος και σε κάποια πειράματα και σε ενδιάμεση θέση). Τέλος, υπάρχει η δυνατότητα της κατακόρυφης μετακίνησης του μετρητικού ώστε να τοποθετείται πολύ κοντά στο τοίχωμα. Για την ταυτόχρονη λήψη από όλες τις θέσεις χρησιμοποιήθηκαν μέχρι και τρεις αναλυτές (κάθε αναλυτής έχει δύο κανάλια εισόδου). Όπως έχει ήδη αναφερθεί, βρέθηκε από πειράματα ότι η μέθοδος αυτή λειτουργεί ικανοποιητικά για τις περιπτώσεις όπου η αγωγιμότητα του ρευστού κυμαίνεται μεταξύ 300-1000  $\mu\text{S}$ .



Σχήμα 4.7: Η αγωγιμομετρική τεχνική

#### 4.4.1 Γεωμετρία αισθητήρων

Στην διεθνή βιβλιογραφία έχουν γίνει αναφορές για πολλές γεωμετρίες αισθητήρων. Σε γενικές γραμμές, μπορούν να χωριστούν σε τρεις κύριες κατηγορίες όπως φαίνεται στο σχήμα 4.8 (Kang & Kim, 1992).



**Σχήμα 4.8:** Τρεις χαρακτηριστικές γεωμετρίας αισθητήρων αγωγιμομετρικής τεχνικής

Η πρώτη (α στο σχήμα 4.8) αφορά ηλεκτρόδια τα οποία είναι ενσωματωμένα στο τοίχωμα και με τέτοιο τρόπο ώστε να μην επηρεάζεται η ροή. Παρόλα αυτά, υπάρχει ένας περιορισμός για τέτοιες εφαρμογές. Αν το πάχος του υμένα γίνει επαρκούς πάχους, η ευαισθησία του αισθητήρα θα χαθεί.

Στη δεύτερη, (β στο σχήμα 4.8) υπάρχουν δύο παράλληλα ηλεκτρόδια κατακόρυφα τοποθετημένα στη ροή (Koskie et al., 1989). Σε αυτή την περίπτωση δεν υπάρχει κορεσμός στο σήμα της απόκρισης και έτσι οδηγούμαστε σε πολύ μεγαλύτερο εύρος μέτρησης, όμως το μειονέκτημα σε αυτή την περίπτωση είναι η διεύδυση των ηλεκτροδίων στη ροή. Για το λόγο αυτό, είναι ιδιαίτερα σημαντικό να χρησιμοποιούνται λεπτά σύρματα ώστε να μην δημιουργούνται διεπιφανειακά φαινόμενα, με τον περιορισμό η ηλεκτρική αντίσταση του σύρματος να είναι αρκετά μικρότερη από εκείνη του ρευστού.

Η τρίτη κατηγορία ουσιαστικά αποτελεί συνδυασμό των άλλων δύο, με ένα ηλεκτρόδιο να βρίσκεται ενσωματωμένο στο τοίχωμα, και το άλλο τοποθετείται πάνω από αυτό εντός της ροής.

Για τη συγκεκριμένη πειραματική μελέτη επιλέχθηκαν αισθητήρες παράλληλων ηλεκτροδίων, εφόσον δίνουν καλή απόκριση σύμφωνα με παλιότερες πειραματικές έρευνες (Vlachogiannis et al., 2010).

#### 4.4.2 Βαθμονόμηση αγωγιμομετρικής τεχνικής

Όπως αναφέρθηκε παραπάνω, το σήμα που αποθηκεύεται στον ηλεκτρονικό υπολογιστή είναι η μεταβολή της τάσης ως προς το χρόνο. Προκειμένου να μετατραπεί η τάση σε πάχος υμένα είναι απαραίτητο να γίνουν κάποια πειράματα σε τέτοιες συνθήκες όπου το πάχος του υμένα να είναι γνωστό. Για το σκοπό αυτό χρησιμοποιήθηκε η θεωρητική πρόβλεψη κατά Nusselt, η οποία προβλέπει το πάχος του υμένα για την περίπτωση που ο υμένας είναι ευσταθής.

Η διαδικασία της βαθμονόμησης ήταν η εξής: βάσει της γωνίας κλίσης του τοιχώματος υπολογιζόταν ο κρίσιμος αριθμός Reynolds για επίπεδο τοίχωμα από την

$$\text{εξίσωση : } Re = Re_{crit} = \frac{5}{6} \cot \phi$$

για διάφορες παροχές του ρευστού ( $Q_0$ , kg/s) καταγραφόταν το σήμα (Volt) για περίπου 30 s με ρυθμό δειγματοληψίας 100 Hz σε κάθε μετρητικό. Η επιλογή των παροχών καθοριζόταν από τον κρίσιμο αριθμό Reynolds. Γενικά γινόταν προσπάθεια, οι παροχές που θα γινόταν η βαθμονόμηση να ήταν όσο το δυνατόν πιο κοντά στον κρίσιμο αριθμό Reynolds. Από την παροχή υπολογιζόταν ο αριθμός Reynolds και το πάχος υμένα Nusselt από τις εξισώσεις:

$$Re = \frac{Q_0}{w \cdot \rho \cdot v} \quad (4.4.2 -1)$$

$$h_N = 10^6 \cdot \left( \frac{3 \cdot Re \cdot v^2}{g \cdot \sin \phi} \right)^{1/3} \quad (4.4.2-2)$$

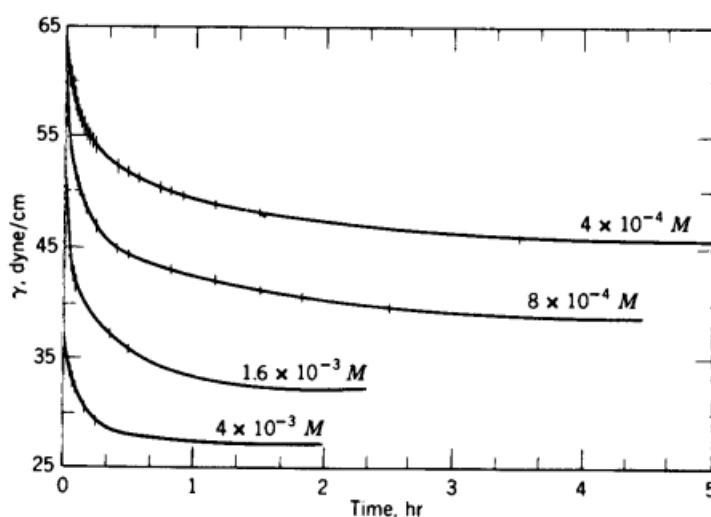
όπου  $w$  το πλάτος του καναλιού και  $h_N$  το πάχος του υμένα σε  $\mu\text{m}$ . Από τις τιμές τάσης και το πάχος του υμένα με μέθοδο ελαχίστων τετραγώνων προκύπτουν οι γραμμικές σχέσεις που δίνουν την εξάρτηση του πάχους από την τάση και είναι της μορφής :

$$h_i = A \cdot V_i + B \quad (4.4.2-3)$$

όπου A και B σταθερές και ο δείκτης  $i$  αντιστοιχεί στα μετρητικά. Με τη βοήθεια της αυτής της εξίσωσης οποιαδήποτε τάση μπορεί να εκφραστεί σε πάχος υμένα. Η διαδικασία της βαθμονόμησης γινόταν στην αρχή κάθε πειράματος.

#### 4.5 Αναλυτική περιγραφή διαδικασίας διεξαγωγής πειραμάτων

Αρχικά, επιλέγεται το κατάλληλο ρευστό, αναδεύεται με τη βοήθεια του μαγνητικού αναδευτήρα και τοποθετείται στο δοχείο συλλογής. Στη συνέχεια, τίθεται σε λειτουργία η αντλία και αφήνεται το σύστημα να λειτουργήσει για τουλάχιστον μία ώρα. Στην περίπτωση δε των διαλυμάτων με το SDS, ανάλογα με την συγκέντρωση, είναι πολλές φορές αναγκαίο να αναδεύεται για τουλάχιστον τέσσερις ώρες και τα κριτήρια για την πλήρη ανάδευση είναι η επιφανειακή τάση. Όπως φαίνεται στο ακόλουθο σχήμα (σχήμα 4.9), το διάλυμα είναι πλήρως αναδεμένο, όταν με την πάροδο του χρόνου, η επιφανειακή τάση είναι σταθερή [Adamson & Gast, 1997]. Για το λόγο αυτό, πριν την αρχή κάθε πειράματος, είναι αναγκαία η μέτρηση επιφανειακής τάσης σε τακτά χρονικά διαστήματα, προκειμένου να εξακριβωθεί ότι δεν μεταβάλλεται με το χρόνο.



Σχήμα 4.9: Μεταβολή της επιφανειακής τάσης με το χρόνο διαλυμάτων SDS σε διάφορες συγκεντρώσεις

Η αντλία ρυθμίζεται με τέτοιο τρόπο ώστε η στάθμη στο δοχείο υπερχειλίσης να είναι σταθερή. Κατά τη διάρκεια αυτού του χρονικού διαστήματος τίθεται σε λειτουργία και η ηλεκτροβαλβίδα για να εισέλθει ρευστό σε όλους τους σωλήνες και να μην υπάρχει καθόλου αέρα. Ακολουθεί το σημαντικότερο βήμα όλης της πειραματικής διαδικασίας, η ευθυγράμμιση του καναλιού. Σημαντική βοήθεια στην ευθυγράμμιση του καναλιού διαδραματίζει η χρωστική ουσία που έχει προστεθεί στο ρευστό.

Ο τρόπος ευθυγράμμισης έχει περιγραφεί προηγουμένως. Αφού ευθυγραμμιστεί το κανάλι, αρχίζει η πειραματική διαδικασία με τη ρύθμιση της ηλεκτροβαλβίδας. Το ύψος της διαταραχής ρυθμίζεται κυρίως από τη βάνα που βρίσκεται μετά την ηλεκτροβαλβίδα. Η επιλογή της συχνότητας διαταραχής για τον προσδιορισμό του ορίου μετάβασης της ευστάθειας στηρίζεται στο γεγονός ότι πρέπει να είναι όσο το δυνατόν μικρότερη, θεωρητικά ίση με μηδέν [Liu et al., 1992]. Ο χρόνος δειγματοληψίας κυμαίνεται μεταξύ 60-70 s, ενώ ο ρυθμός δειγματοληψίας είναι 100 Hz σε κάθε μετρητικό. Η επιλογή του χρόνου έγινε ώστε να αποθηκεύονται αρκετοί περίοδοι και έτσι να ελέγχεται η επαναληψιμότητα των φαινομένων και να απορρίπτονται προβληματικές μετρήσεις. Οι συνηθέστεροι λόγοι για τους οποίους πειραματικά δεδομένα μπορεί να αποκλειστούν είναι η έντονη επίδραση του εξωτερικού θορύβου, η ύπαρξη κάποιας ακαθαρσίας ή φυσαλίδας στο πεδίο ροής και ο εσφαλμένος τρόπος λειτουργίας της ηλεκτροβαλβίδας.

Μετά την ευθυγράμμιση και τη διαδικασία των πειραμάτων, ακολουθούν τα πειράματα βαθμονόμησης. Στα πειράματα αυτά αρχικά η παροχή ρυθμίζεται σε σχετικά μικρές τιμές και αυξάνεται σταδιακά μέχρι να φανεί κάποια διαταραχή λόγω φυσικού θορύβου στο λαμβανόμενο σήμα. Κύριος στόχος κατά τη διάρκεια

βαθμονόμησης ήταν να ληφθούν σήματα όσο το δυνατόν πιο κοντά στον κρίσιμο αριθμό Reynolds.



## **5. ΣΥΜΠΕΡΙΦΟΡΑ ΥΔΑΤΙΚΩΝ ΔΙΑΛΥΜΑΤΩΝ**

### **ΙΣΟ-ΠΡΟΠΑΝΟΛΗΣ**

---

## 5.1 Εισαγωγή

Στο παρόν κεφάλαιο παρουσιάζονται τα πειραματικά αποτελέσματα της ροής λεπτού υγρού υμένα με παρουσία διαλυτής στο νερό αλκοόλης, και συγκεκριμένα της ισοπροπυλικής αλκοόλης. Τα αποτελέσματα αυτά συγκρίνονται με διαλύματα νερού-γλυκερίνης, ώστε να επιτυγχάνεται παρόμοια τιμή του αδιάστατου αριθμού Kapitza με διαφορετικές τιμές επιφανειακής τάσης. Με τον τρόπο αυτό επιχειρείται να διερευνηθεί η επίδραση της μείωσης της επιφανειακής τάσης στην ευστάθεια και τα χαρακτηριστικά της ροής υγρού υμένα.

Η προσθήκη της ισοπροπυλικής αλκοόλης στο νερό αναμένεται να μειώσει την επιφανειακή τάση της ελεύθερης επιφάνειας, χωρίς να μεταβάλει τα ρεολογικά της χαρακτηριστικά με εμφάνιση ελαστικότητας ή/και επιφανειακού ιξώδους. Το διάλυμα δηλαδή έχει συμπεριφορά καθαρού ρευστού, με χαμηλότερη επιφανειακή τάση. Αυτή η συμπεριφορά, η οποία επιβεβαιώνεται από τα πειράματα που θα περιγραφούν στη συνέχεια, είναι σύμφωνη με κλασσικές θεωρητικές προβλέψεις (Lucassen–Reynders & Lucassen, 1969; Lucassen, 1981). Ειδικότερα, η υψηλή διαλυτότητα της αλκοόλης στο νερό, σε συνδυασμό με το χαμηλό ιξώδες του διαλύματος, επιβάλλει έντονους ρυθμούς μεταφοράς μάζας ανάμεσα στην επιφάνεια και στον κύριο όγκο του ρευστού. Ως αποτέλεσμα, δεν είναι δυνατόν να διατηρηθούν επιφανειακές κλίσεις συγκέντρωσης ισο-προπανόλης, οι οποίες θα συνεισέφεραν τάσεις Marangoni, δηλαδή ιξωδοελαστική συμπεριφορά.

Η επίδραση των φυσικών ιδιοτήτων στα χαρακτηριστικά της ροής, η οποία μελετάται στη συνέχεια, συνδυάζεται επίσης με εξέταση της σημασίας του εγκάρσιου πλάτους του καναλιού ροής. Σύμφωνα με πρόσφατες έρευνες των Vlachogiannis et al. (2010) και Leontidis et al. (2011), παρατηρήθηκε για πρώτη φορά σημαντική εξάρτηση τόσο της πρωτογενούς ευστάθειας όσο και των χαρακτηριστικών των

κυμάτων, από το πλάτος του καναλιού. Μία επιπλέον ένδειξη για την ανωτέρω αναπάντεχη συμπεριφορά παρέχεται από την παρατήρηση ότι διαταραχές που επιβάλλονται πάνω από το όριο ευστάθειας καθώς εξελίσσονται δεν διατηρούν την ευθύγραμμη μορφή του μετώπου του κύματος αλλά καμπυλώνονται συμμετρικά στο κέντρο του καναλιού. Ένα τέτοιο φαινόμενο θα μπορούσε να αποδοθεί μονάχα σε επίδραση των πλευρικών τοιχωμάτων η οποία εκτείνεται σε όλο το πλάτος του καναλιού. Η παρούσα διατριβή επιχειρεί να προσεγγίσει το μηχανισμό που ευθύνεται για τέτοιες συμπεριφορές με την πραγματοποίηση και ερμηνεία πειραμάτων με ρευστά ποικίλου εύρους φυσικών ιδιοτήτων σε διάφορα πλάτη καναλιού αλλά και σε διάφορες γωνίες κλίσης.

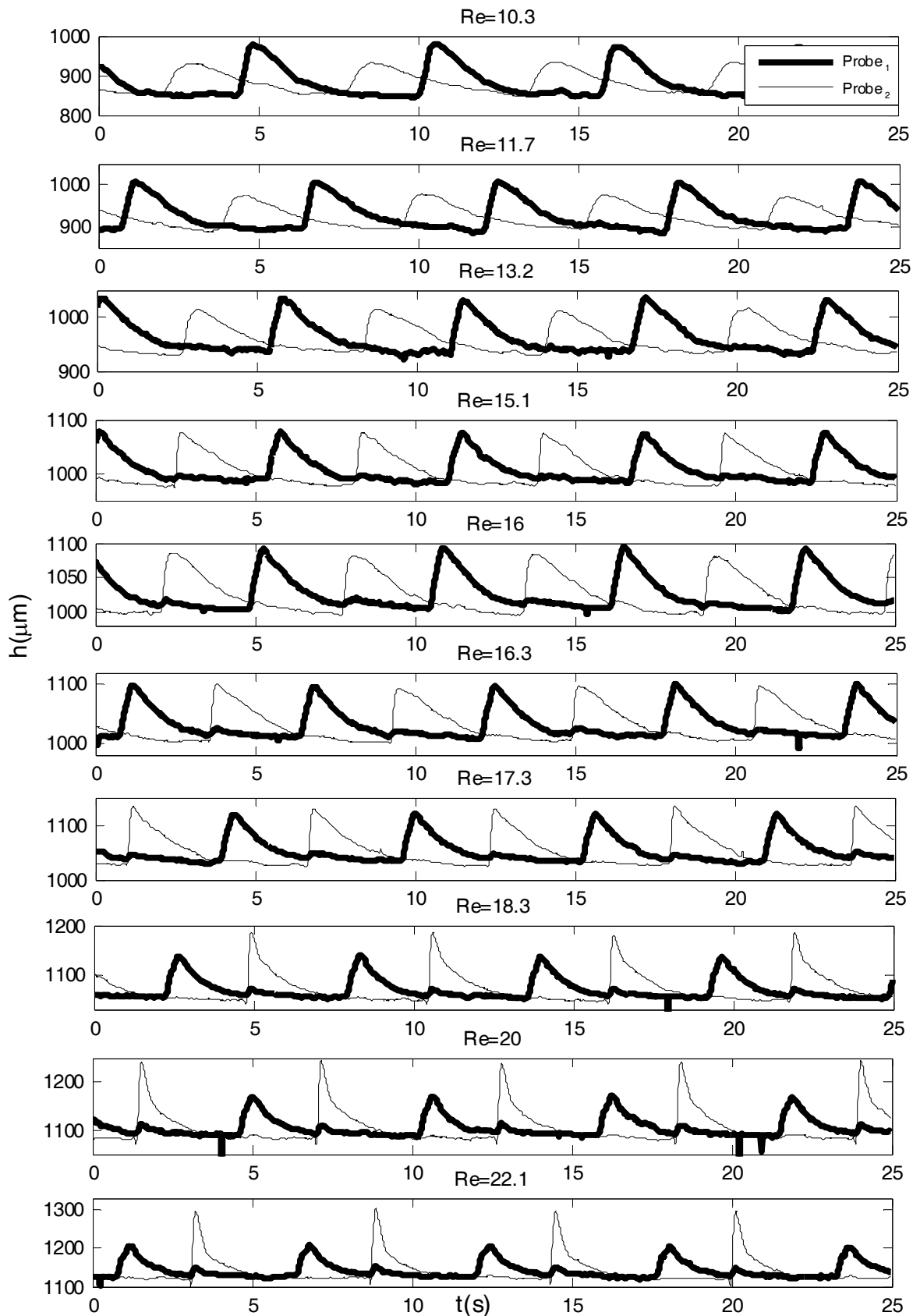
## 5.2 Σειρές πειραμάτων

Τα πειράματα έγιναν πάνω σε επίπεδη πλάκα για γωνίες κλίσης  $2^\circ$  έως  $15^\circ$ . Η πειραματική διάταξη που χρησιμοποιήθηκε για τα διαλύματα της ισο-προπανόλης ήταν η μικρή, με πλάτος 250 mm, ενώ για μεγαλύτερα πλάτη καναλιού χρησιμοποιήθηκε η μεγάλη διάταξη. Σε κάθε γωνία κλίσης μετρήθηκαν τουλάχιστον 15 διαφορετικές τιμές παροχών, δηλαδή 15 τουλάχιστον τιμές του αριθμού Reynolds. Επιλέχθηκαν διάφορα υδατικά διαλύματα αλκοόλης και νερού γλυκερίνης, ώστε να διερευνηθεί η επίδραση των ιδιοτήτων του ρευστού (επιφανειακή τάση, ιξώδες) στη ροή υγρού υμένα, με διάφορα πλάτη καναλιού αλλά και γωνίες κλίσης. Όπως θα δούμε αναλυτικά στη συνέχεια, παρατηρήθηκε ότι διαλύματα με χαμηλή επιφανειακή τάση (<70% προπανόλη,  $\gamma=23 \text{ mN}\cdot\text{m}^{-1}$ ), μας έδωσαν ίδιο κρίσιμο πειραματικό αριθμό Reynolds με διαλύματα νερού γλυκερίνης (52% με  $\gamma=70 \text{ mN}\cdot\text{m}^{-1}$ ) σε ίδια γωνία κλίσης. Έτσι, έγιναν κάποια επιπρόσθετα πειράματα, ώστε να συσχετιστούν οι ιδιότητες του ρευστού (αδιάστατος αριθμός Kapitza) με την ευστάθεια. Η μέθοδος

που χρησιμοποιήθηκε ήταν η αγωγιμομετρική τεχνική και το όριο της ευστάθειας προσδιορίστηκε σύμφωνα με τη διαδικασία που περιγράφεται στη συνέχεια.

### **5.3 Προσδιορισμός του ορίου ευστάθειας**

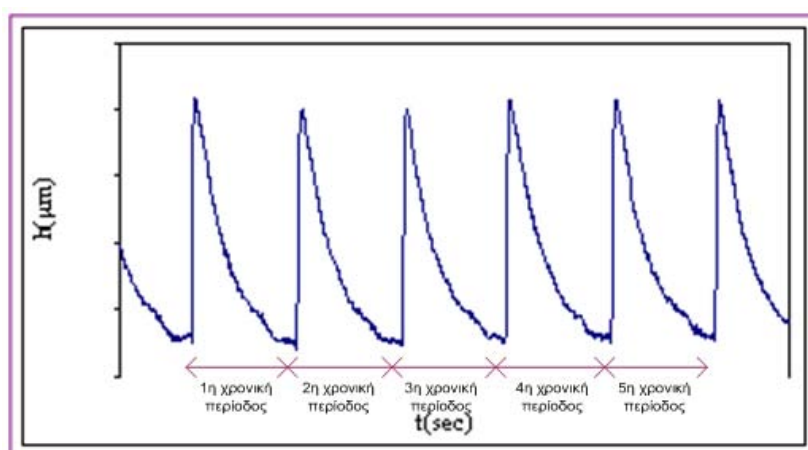
Όπως αναφέραμε και προηγουμένως, εισάγουμε στην είσοδο της ροής μας πολύ μικρές διαταραχές (0.125, 0.167, 0.25 Hz) και τοποθετούμε αισθητήρες σε διαφορές θέσεις κατά μήκος του καναλιού ώστε να γίνει δυνατή η αποτύπωση της εξέλιξης της διαταραχής αυτής μέσω της σύγκρισης χρονοσειρών πάχους υμένα. Η μέθοδος προσδιορισμού του ορίου ευστάθειας που ακολουθήθηκε, παρουσιάστηκε αναλυτικά από τους Vlachogiannis et al. (2010) και μας δίνει ακρίβεια της τάξης του 5% στην περίπτωση κυμάτων μεγάλου μήκους. Ένα παράδειγμα χρονοσειρών πάχους υμένα δίνεται στο σχήμα 5.2.1 για αυξανόμενο αριθμό Reynolds. Πρόκειται για υδατικό διάλυμα με περιεκτικότητα 70 % κ.β ισοπροπυλικής αλκοόλης, σε 3 μοίρες γωνία κλίσης. Με την παχιά γραμμή καταγράφεται το σήμα σε απόσταση 0.15 m από την είσοδο της ροής, ενώ με τη λεπτή σε απόσταση 0.65 m.



**Σχήμα 5.2.1:** Χρονοσειρές πάχους υμένα για διάλυμα 70% κ.β. ισοπροπυλικής αλκοόλης. Γωνία κλίσης  $3^\circ$ , συχνότητα διαταραχής 0.125 Hz, μικρή πειραματική διάταξη

Παρατηρώντας τις πρώτες τέσσερις εικόνες ( $Re = 10.3, 11.7, 13.2, 15.1$ ) του παραπάνω σχήματος, διαπιστώνεται ότι στην πρώτη θέση το πλάτος του κύματος είναι αισθητά μεγαλύτερο σε σχέση με την δεύτερη. Αυτό μας υποδεικνύει ότι η ροή είναι ευσταθής. Αντίθετα, στις τέσσερις τελευταίες εικόνες ισχύει το αντίθετο. Σε αυτή την περίπτωση η ροή είναι ασταθής. Σε ενδιάμεσους αριθμούς  $Re$ , δεν είναι ξεκάθαρο αν έχουμε περάσει στην αστάθεια. Επομένως, η μετάβαση γίνεται για  $15.1 < Re_{cr} < 17.3$ .

Για να προσδιορίσουμε με υψηλότερη ακρίβεια τον κρίσιμο αριθμό  $Re$  στον οποίο γίνεται η μετάβαση, αρχικά απομονώσαμε την κάθε μέτρηση, για κάθε αριθμό Reynolds σε 5 τουλάχιστον χρονικές περιόδους όπως φαίνεται στο ακόλουθο σχήμα.



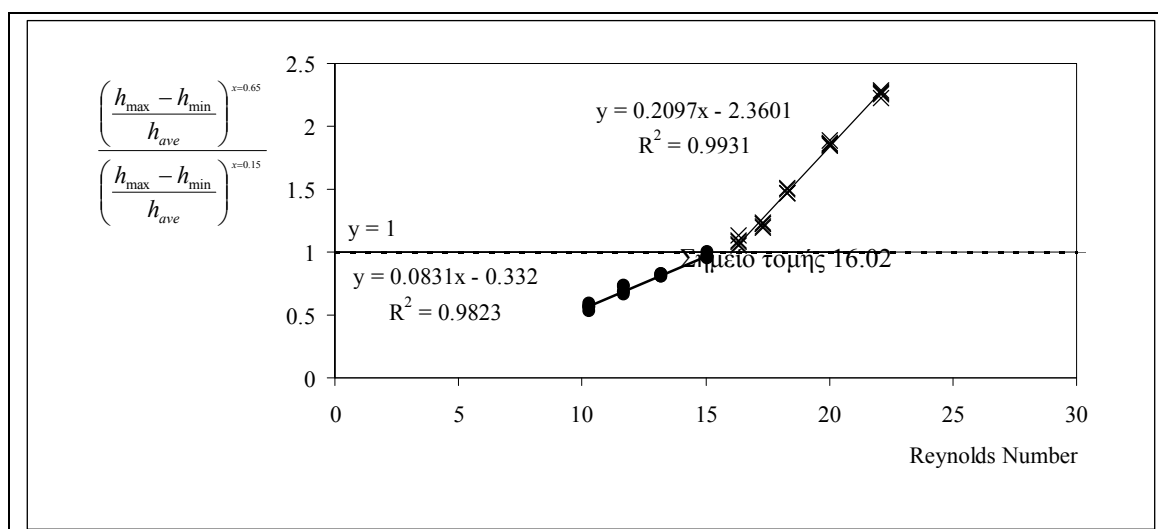
Σχήμα 5.2.2: Διαχωρισμός του σήματος σε χρονικές περιόδους

Στη συνέχεια, σε κάθε χρονική περίοδο βρίσκουμε το μέγιστο ( $h_{max}$ ) και το ελάχιστο ( $h_{min}$ ) πάχος υμένα και σε δύο θέσεις κατάντη της ροής, μια στη είσοδο και μία στην προς το τέλος του καναλιού. Για το παράδειγμα του σχήματος 3.8,  $x_1=15$  cm και  $x_2=65$  cm από την είσοδο της ροής στη μικρή πειραματική διάταξη. Έπειτα βρίσκουμε τη διαφορά  $h_{max} - h_{min}$  καθώς και τον μέσο όρο ( $h_{ave}$ ) των max και min και στις δύο θέσεις κατάντη της ροής.

Ακολουθως, η ενίσχυση ή απόσβεση με την κατάντη απόσταση της κυματικής διαταραχής μπορεί να εκφραστεί από τον λόγο των υψών κύματος στις δύο θέσεις μέτρησης. Έτσι, στις χρονικές περιόδους για κάθε αριθμό Reynolds υπολογίστηκε, ο λόγος του μέσου ύψους του κύματος στο δεύτερο μετρητικό προς το μέσο ύψος του κύματος στο πρώτο μετρητικό από τη σχέση :

$$A = \frac{\left(\frac{h_{\max} - h_{\min}}{h_{ave}}\right)_{x=0.65}}{\left(\frac{h_{\max} - h_{\min}}{h_{ave}}\right)_{x=0.15}}$$

Ο λόγος που χρησιμοποιήθηκαν τα μέσα ύψη, είναι για να απαλειφθεί κάθε σφάλμα βαθμονόμησης. Οι δύο ευθείες αντιστοιχούν σε σημεία όπου  $A < 1$  και  $A > 1$  και ο κρίσιμος αριθμός Reynolds προσδιορίζεται από το σημείο τομής των 2 ευθειών είτε από την τομή της ευθείας για  $A > 1$  με την  $y=1$ . Στη συνέχεια παραθέτουμε το αντίστοιχο διάγραμμα για την περίπτωση του σχήματος 5.2.1. Και στις 2 περιπτώσεις υπολογισμού του κρίσιμου αριθμού Re παίρνουμε  $Re_{cr} = 16.02$ .



**Σχήμα 5.2.3 :** Προσδιορισμός κρίσιμου αριθμού Reynolds για τις 3 μοίρες 70% ισοπροπυλική αλκοόλη

## 5.4 Επίδραση στην ευστάθεια

### 5.4.1 Επίδραση των ιδιοτήτων του ρευστού στην ευστάθεια—η επίδραση της επιφανειακής τάσης

Στον πίνακα 1 παρουσιάζονται αναλυτικά τα πειράματα που πραγματοποιήθηκαν προκειμένου να ερευνηθεί η ενδεχόμενη επίδραση στο όριο ευστάθειας από τις ιδιότητες του ρευστού. Στα συγκεκριμένα πειράματα, μεταβάλλοντας την περιεκτικότητα της γλυκερίνης επιδιώχθηκε μεταβολή του ιξώδους, ενώ αλλάζοντας την περιεκτικότητα της αλκοόλης (ισοπροπυλική αλκοόλη), έγινε μεταβολή της επιφανειακής τάσης, χωρίς έντονη αλλαγή ιξώδους και πυκνότητας. Σε κάθε πείραμα, οι φυσικές ιδιότητες του ρευστού μετρήθηκαν με τον τρόπο που παρουσιάστηκε αναλυτικά στην παράγραφο 4.2.

**Πινάκας 5.1.** Πειράματα με διαφορετικές φυσικές ιδιότητες ρευστών

	Πλάτος καναλιού (m)	$\rho$ (kg/m <sup>3</sup> )	$\nu$ (m <sup>2</sup> /s)	$\gamma$ (mN*m <sup>-1</sup> )	Γωνία κλίσης	περιεκτικότητα γλυκερίνης κατά βάρος	περιεκτικότητα αλκοόλης κατά βάρος
1	0.25	1152.4	8.43E-06	70	2	60%	0%
2	0.25	1139.5	6.9E-06	70	3	55%	0%
3	0.25	1131.8	6.15E-06	70	2	52%	0%
4	0.25	1126.3	5.33E-06	70	2	50%	0%
5	0.25	1111.6	4.12E-06	70	2	45%	0%
6	0.25	1099.1	3.29E-06	70	2	40%	0%
7	0.25	1085.8	2.79E-06	70	2	35%	0%
8	0.25	1078	2.55E-06	70	3	32%	0%
9	0.25	1076.8	2.35E-06	70	5	30%	0%
10	0.25	1059.8	2.01E-06	70	2	28%	0%
11	0.25	1058	1.85E-06	70	3	26%	0%
12	0.25	1046.9	1.68E-06	70	2	22%	0%



13	0.25	1026	1.55E-06	70	3	18%	0%
14	0.25	1034.5	1.48E-06	70	2	20%	0%
15	0.25	1022.1	1.28E-06	70	2	14%	0%
16	0.25	1021	1.17E-06	70	3	10%	0%
17	0.25	988.23	1.02E-06	72	3	0%	0%
18	0.25	997.38	9.14E-07	72	3	0%	0%
19	0.25	870.5	3.45E-06	22.8	3.1	0%	70%
20	0.25	976	1.85E-06	30.3	3	0%	20%
21	0.25	979	1.28E-06	37.4	2.5	0%	15%
22	0.25	994.5	1.12E-06	48	2.6	0%	5%
23	0.25	998	1.07E-06	57	2	0%	2.5%

Στη συνέχεια, στον πίνακα 2 παρουσιάζονται τα αποτελέσματα αυτών των πειραμάτων. Εφόσον έχουμε επιλέξει διάφορες γωνίες κλίσης, συγκρίνουμε τα πειράματα με τον κανονικοποιημένο (normalized) αριθμό  $Re^*$  ο οποίος ορίζεται ως  $Re^* = Re_{cr}/Re_{th}$ , όπου  $Re_{cr}$  είναι ο πειραματικός αριθμός Reynolds και  $Re_{th}$  ο θεωρητικός αριθμός Reynolds ( $Re_{th} = \frac{5}{6} \cot \theta$ ) από την κλασική πρόβλεψη για δυδιάστατο υμένα γωνία κλίσης  $\theta$ .

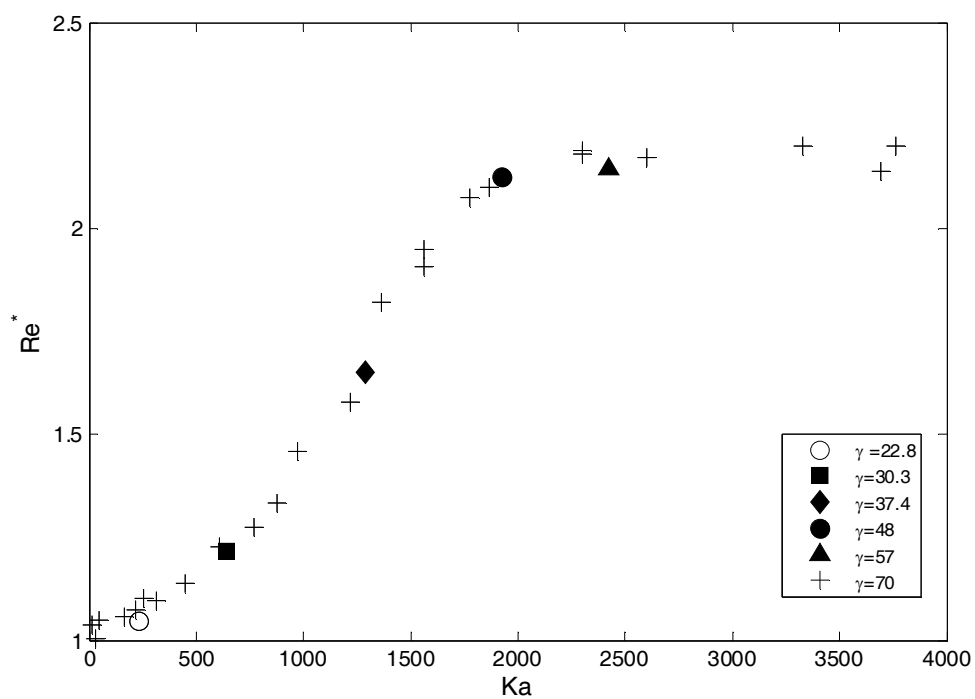
Ένας άλλος πολύ σημαντικός αδιάστατος αριθμός είναι ο αριθμός  $Ka$  ( $Ka = \gamma / (\rho g^{1/3} \nu^{4/3})$ ) καθώς, όπως θα δούμε στη συνέχεια, το όριο μετάβασης είναι συνάρτηση αυτού του αριθμού (σχήμα 5.4.1) και όχι κάποιου άλλου (σχήμα 5.4.2). Ο αριθμός Kapitza εξαρτάται μόνον από τις φυσικές ιδιότητες του ρευστού και όχι από ιδιότητες της ροής, όπως παραδείγματος χάρι ο αριθμός  $We$  ( $We = \frac{\gamma}{\rho \cdot u^2 \cdot h_N}$ ), και εκφράζει τον λόγο των τριχοειδών δυνάμεων ως προς τις δυνάμεις ιξώδους. Στον

πίνακα 2, παρουσιάζονται επιπλέον, υπολογισμένοι οι αριθμοί  $Ka$  για όλα τα πειράματα της συγκεκριμένης ενότητας και στο σχήμα 5.4.1 παρουσιάζονται τα αποτελέσματα της ευστάθειας.

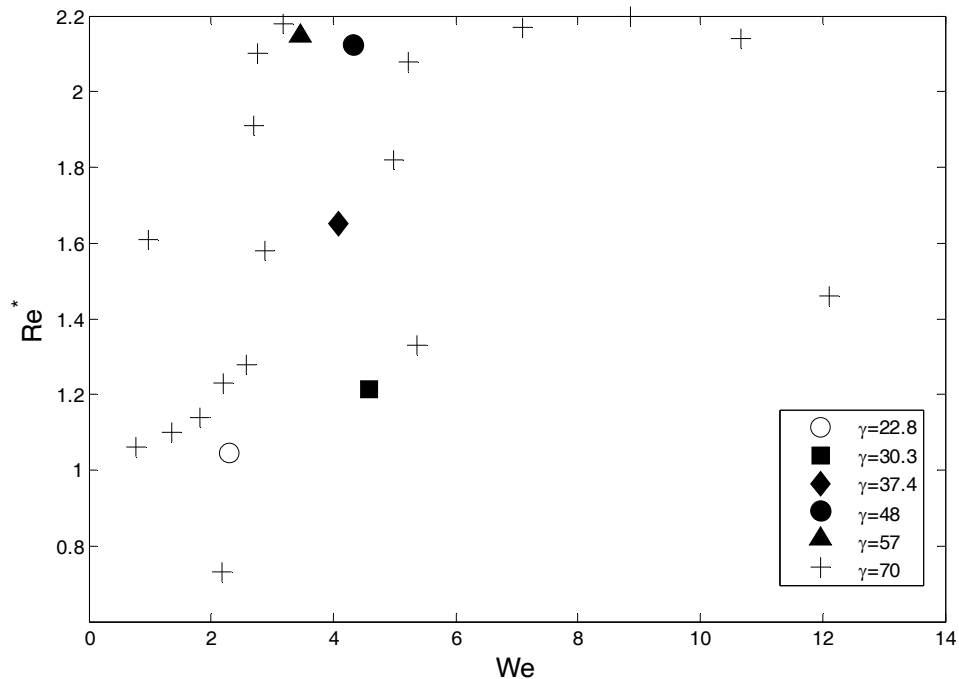
**Πίνακας 5.2.** Αποτελέσματα πειραμάτων

	Πλάτος καναλιού (m)	$\rho$ ( $\text{kg/m}^3$ )	$v$ ( $\text{m}^2/\text{s}$ )	$\gamma$ ( $\text{mN}^*\text{m}^{-1}$ )	Γωνία κλίσης	$Re_{cr}$	$Re^* = \frac{Re_{cr}}{Re_{th}}$	$Ka$
1	0.25	1152.4	8.43E-06	70	2	25.20	1.06	165.39
2	0.25	1139.5	6.9E-06	70	3	25.65	1.61	218.45
3	0.25	1131.8	6.15E-06	70	2	17.50	0.73	256.41
4	0.25	1126.3	5.33E-06	70	2	26.15	1.10	311.83
5	0.25	1111.6	4.12E-06	70	2	27.14	1.14	445.38
6	0.25	1099.1	3.29E-06	70	2	29.27	1.23	608.01
7	0.25	1085.8	2.79E-06	70	2	30.44	1.28	766.75
8	0.25	1078	2.55E-06	70	3	21.19	1.33	870.70
9	0.25	1076.8	2.35E-06	70	5	13.90	1.46	971.96
10	0.25	1059.8	2.01E-06	70	2	37.66	1.58	1216.34
11	0.25	1058	1.85E-06	70	3	28.95	1.82	1360.90
12	0.25	1046.9	1.68E-06	70	2	45.50	1.91	1563.95
13	0.25	1026	1.55E-06	70	3	33.00	2.08	1776.72
14	0.25	1034.5	1.48E-06	70	2	50.14	2.10	1874.11
15	0.25	1022.1	1.28E-06	70	2	52.05	2.18	2301.98
16	0.25	1021	1.17E-06	70	3	34.55	2.17	2597.77
17	0.25	988.23	1.02E-06	72	3	35.00	2.20	3314.75
18	0.25	997.38	9.14E-07	72	3	34.00	2.14	3801.78
19	0.25	870.5	3.45E-06	22.8	3.1	16.02	1.04	234.70
20	0.25	976	1.85E-06	30.3	3	19.32	1.22	638.57
21	0.25	979	1.28E-06	37.4	2.5	31.50	1.65	1284.06

22	0.25	994.5	1.12E-06	48	2.6	39.00	2.13	1938.46
23	0.25	998	1.07E-06	57	2	51.20	2.15	2437.86



Σχήμα 5.4.1:  $Re^*$  σε συνάρτηση με τον αριθμό  $Ka$  για διάφορες τιμές επιφανειακής τάσης



Σχήμα 5.4.2:  $Re^*$  σε συνάρτηση με τον αριθμό  $We$  για διάφορες τιμές επιφανειακής τάσης

Σύμφωνα με το σχήμα 5.4.1, παρατηρείται ότι αλλάζοντας είτε το ιξώδες είτε την επιφανειακή, η επιλογή μας δεν παίζει κανένα ρόλο, εφόσον τα δεδομένα μας ακολουθούν την ίδια καμπύλη. Σύμφωνα με τα πειραματικά δεδομένα, η μετάβαση τείνει να προσεγγίσει τη θεωρητική πρόβλεψη, όταν το όριο του αριθμού  $Ka$  τείνει στο μηδέν. Η απόκλιση από τη θεωρία μεγαλώνει με την αύξηση του  $Ka$  μέχρι να φτάσει και να διατηρήσει μία μέγιστη τιμή για  $Ka > 2300$ . Σε σχέση με αυτήν τη συμπεριφορά, είναι ενδιαφέρον να σημειωθεί ότι αυξάνοντας το ιξώδες, προκαλούμε μείωση στον αριθμό  $Ka$  και συνεπώς, οδηγούμαστε σε χαμηλότερο κρίσιμο αριθμό  $Re$ , δηλαδή αποσταθεροποίηση της ροής. Δεδομένου ότι αυτό είναι αντιφατικό με την έννοια της ιξώδους απόσβεσης (viscous dissipation), εικάζεται ότι ένας επιπλέον μηχανισμός απόσβεσης είναι ενεργός για υψηλές τιμές  $Ka$ , εφόσον οι τριχοειδείς δυνάμεις υπερισχύουν των δυνάμεων ιξώδους. Αυτός ο μηχανισμός θα πρέπει να

εξασθενεί με τη μείωση του  $K_a$ , επιτρέποντας έτσι τη ροή να αποσταθεροποιείται σε χαμηλότερο αριθμό  $Re$ .

#### 5.4.2 Επίδραση του πλάτους του καναλιού

Με στόχο να εξεταστεί η παρατήρηση των Vlachogiannis et al. (2010) για την σταθεροποιητική επίδραση της μείωσης του πλάτους του καναλιού, έγιναν συστηματικά πειράματα για διάφορα πλάτη, επιπρόσθετα από τα 250 mm που παρουσιάστηκαν στη μελέτη της επίδρασης των φυσικών ιδιοτήτων του ρευστού, όπως φαίνεται στον ακόλουθο πίνακα. Πειράματα με πλάτος μεγαλύτερο από 250 mm πραγματοποιήθηκαν στη μεγάλη πειραματική διάταξη και τα διαλύματα που χρησιμοποιήθηκαν ήταν υδατικά διαλύματα γλυκερίνης σε διάφορες συγκεντρώσεις σύμφωνα με τον ακόλουθο πίνακα. Τα αντίστοιχα αποτελέσματα της μετάβασης δίνονται στον πίνακα 3 και απεικονίζονται στο σχήμα 5.4.3.

**Πινάκας 5.3.** Πειράματα που πραγματοποιήθηκαν για τη μελέτη της επίδρασης του πλάτους

	Πλάτος καναλιού (m)	$\rho$ ( $\text{kg}/\text{m}^3$ )	$\nu$ ( $\text{m}^2/\text{s}$ )	$\gamma$ ( $\text{mN}^*\text{m}^{-1}$ )	Γωνία κλίσης	περιεκτικότητα γλυκερίνης κατά βάρος	περιεκτικότητα αλκοόλης κατά βάρος
1	0.45	1141	5.6E-06	70	3	57%	0%
2	0.45	1123	3.91E-06	70	3	52%	0%
3	0.45	1108	3.14E-06	70	3	46%	0%
4	0.45	1095	2.61E-06	70	3	42%	0%
5	0.45	1083	2.24E-06	70	3	36%	0%
6	0.45	1070	1.93E-06	70	3	33%	0%
7	0.45	1062	1.7E-06	70	3	28%	0%
8	0.45	1053	1.55E-06	70	3	25%	0%
9	0.45	1039	1.24E-06	70	3	22%	0%
10	0.45	1034	1.19E-06	70	3	20%	0%

11	0.45	1013	9.6E-07	70	3	5%	0%
12	0.45	1020	1.04E-06	70	3	10%	0%
13	0.35	1118	4.3E-06	70	3	51%	0%
14	0.35	1109	3.52E-06	70	3	46%	0%
15	0.35	1097	2.75E-06	70	3	42%	0%
16	0.35	1084	2.43E-06	70	3	37%	0%
17	0.35	1072	2.1E-06	70	3	34%	0%
28	0.35	1057	1.7E-06	70	3	30%	0%
19	0.35	1044	1.42E-06	70	3	24%	0%
20	0.35	1035	1.27E-06	70	3	21%	0%
21	0.35	1023	1.17E-06	70	3	13%	0%
22	0.35	1010	1.03E-06	70	3	7%	0%
23	0.35	997.13	8.94E-07	70	3	0%	0%
24	0.2	997.97	9.7E-07	70	3	2%	0%
25	0.2	1025	1.22E-06	70	3	14%	0%
26	0.2	1095	2.59E-06	70	3	42%	0%
27	0.2	1105	3.05E-06	70	3	45%	0%
28	0.2	1116	3.6E-06	70	3	50%	0%
29	0.2	1127.5	4.33E-06	70	3	53%	0%
30	0.2	1136	4.84E-06	70	3	56%	0%
31	0.2	1088	2.46E-06	70	3	36%	0%
32	0.2	1085	2.22E-06	70	3	35%	0%
33	0.2	1073	1.92E-06	70	3	34%	0%
34	0.2	1061	1.7E-06	70	3	31%	0%
35	0.2	1046	1.5E-06	70	3	25%	0%
36	0.2	1040	1.33E-06	70	3	22%	0%
37	0.2	1033	1.26E-06	70	3	20%	0%
38	0.2	997.97	9.7E-07	70	3	2%	0%

39	0.2	1028	1.2E-06	70	3	15%	0%
40	0.15	1133	4.85E-06	70	3	55%	0%
41	0.15	1125	4.17E-06	70	3	52%	0%
42	0.15	1116	3.54E-06	70	3	50%	0%
43	0.15	1098	2.66E-06	70	3	43%	0%
44	0.15	1077	2.06E-06	70	3	36%	0%
45	0.15	1057	1.6E-06	70	3	31%	0%
46	0.15	1051	1.46E-06	70	3	28%	0%
47	0.15	1044	1.31E-06	70	3	23%	0%
48	0.15	1033	1.19E-06	70	3	20%	0%
49	0.15	1025	1.15E-06	70	3	17%	0%
50	0.15	1014	1.03E-06	70	3	6%	0%
51	0.15	1001	9.5E-07	70	3	3%	0%
52	0.1	1142	6.14E-06	70	3	57%	0%
53	0.1	1128	4.68E-06	70	3	52%	0%
54	0.1	1100	2.92E-06	70	3	49%	0%
55	0.1	1081	2.23E-06	70	3	42%	0%
56	0.1	1060	1.69E-06	70	3	32%	0%
57	0.1	1044	1.42E-06	70	3	23%	0%
58	0.1	1033	1.33E-06	70	3	20%	0%
59	0.1	1024	1.16E-06	70	3	18%	0%
60	0.1	1019	1.09E-06	70	3	9%	0%
61	0.1	1013	1.06E-06	70	3	6%	0%
62	0.1	997.38	9.14E-07	70	3	0%	0%

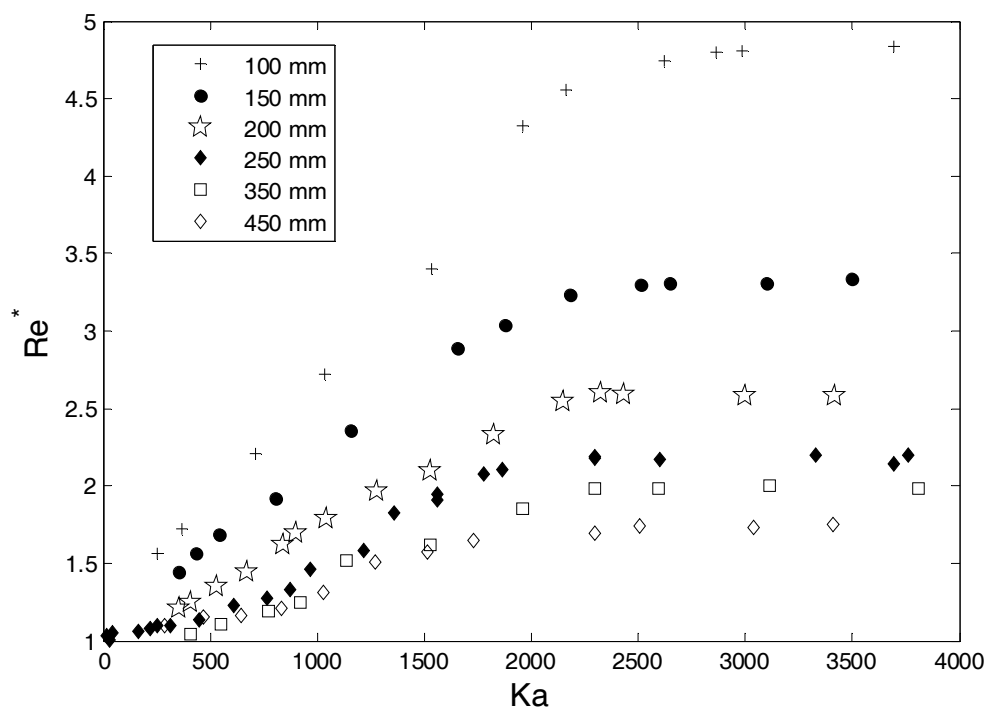
**Πινάκας 5.4.** Αποτελέσματα πειραμάτων μελέτης επίδρασης πλάτους

	Πλάτος καναλιού (m)	$\rho$ (kg/m <sup>3</sup> )	$v$ (m <sup>2</sup> /s)	$\gamma$ (mN*m <sup>-1</sup> )	Γωνία κλίσης	$Re_{cr}$	$Re^* = \frac{Re_{cr}}{Re_{th}}$	$Ka$
1	0.45	1141	5.6E-06	70	3	17.51	1.1	288.19
2	0.45	1123	3.91E-06	70	3	18.3	1.15	472.71
3	0.45	1108	3.14E-06	70	3	18.52	1.16	641.84
4	0.45	1095	2.61E-06	70	3	19.2	1.21	831.01
5	0.45	1083	2.24E-06	70	3	20.8	1.31	1028.1
6	0.45	1070	1.93E-06	70	3	24	1.51	1270
7	0.45	1062	1.7E-06	70	3	25	1.57	1512.4
8	0.45	1053	1.55E-06	70	3	26.2	1.65	1731.2
9	0.45	1039	1.24E-06	70	3	27	1.7	2362.5
10	0.45	1034	1.19E-06	70	3	27.7	1.74	2507.8
11	0.45	1013	9.6E-07	70	3	27.7	1.74	3408.6
12	0.45	1020	1.04E-06	70	3	27.6	1.74	3042.5
13	0.35	1118	4.3E-06	70	3	16.64	1.05	418.29
14	0.35	1109	3.52E-06	70	3	17.57	1.1	550.66
15	0.35	1097	2.75E-06	70	3	18.9	1.19	773.67
16	0.35	1084	2.43E-06	70	3	19.9	1.25	923.36
17	0.35	1072	2.1E-06	70	3	24.1	1.52	1134.3
28	0.35	1057	1.7E-06	70	3	25.8	1.62	1524.8
19	0.35	1044	1.42E-06	70	3	29.5	1.86	1962.4
20	0.35	1035	1.27E-06	70	3	31.5	1.98	2297.2
21	0.35	1023	1.17E-06	70	3	31.6	1.99	2592.7
22	0.35	1010	1.03E-06	70	3	31.6	1.99	3112.5
23	0.35	997.13	8.94E-07	70	3	31.4	1.97	3809.5
24	0.2	997.97	9.7E-07	70	3	41	2.58	3414.8
25	0.2	1025	1.22E-06	70	3	41.2	2.59	2434.5



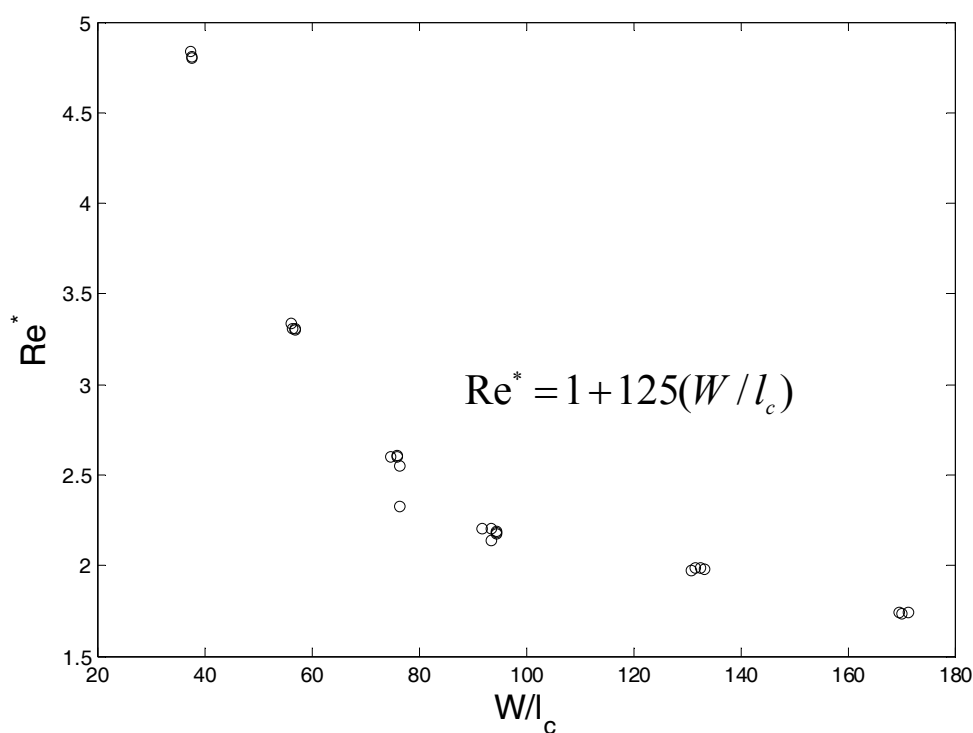
26	0.2	1095	2.59E-06	70	3	25.8	1.62	840.45
27	0.2	1105	3.05E-06	70	3	23	1.45	669.91
28	0.2	1116	3.6E-06	70	3	21.5	1.35	531.06
29	0.2	1127.5	4.33E-06	70	3	19.8	1.25	410.94
30	0.2	1136	4.84E-06	70	3	19.2	1.21	351.4
31	0.2	1088	2.46E-06	70	3	27	1.7	902.9
32	0.2	1085	2.22E-06	70	3	28.5	1.79	1041.7
33	0.2	1073	1.92E-06	70	3	31.22	1.96	1281
34	0.2	1061	1.7E-06	70	3	33.36	2.1	1524.5
35	0.2	1046	1.5E-06	70	3	37	2.33	1821.4
36	0.2	1040	1.33E-06	70	3	40.5	2.55	2149.7
37	0.2	1033	1.26E-06	70	3	41.3	2.6	2326
38	0.2	997.97	9.7E-07	70	3	41.34	2.6	3414.8
39	0.2	1028	1.2E-06	70	3	41.5	2.61	2494.4
40	0.15	1133	4.85E-06	70	3	23	1.45	351.55
41	0.15	1125	4.17E-06	70	3	24.85	1.56	433.05
42	0.15	1116	3.54E-06	70	3	26.77	1.68	543.09
43	0.15	1098	2.66E-06	70	3	30.51	1.92	808.04
44	0.15	1077	2.06E-06	70	3	37.5	2.36	1158.3
45	0.15	1057	1.6E-06	70	3	45.86	2.88	1653.1
46	0.15	1051	1.46E-06	70	3	48.23	3.03	1878.5
47	0.15	1044	1.31E-06	70	3	51.35	3.23	2185.1
48	0.15	1033	1.19E-06	70	3	52.52	3.3	2510.2
49	0.15	1025	1.15E-06	70	3	52.6	3.31	2647.8
50	0.15	1014	1.03E-06	70	3	52.65	3.31	3100.2
51	0.15	1001	9.5E-07	70	3	53	3.33	3497.9
52	0.1	1142	6.14E-06	70	3	24.91	1.57	254.67
53	0.1	1128	4.68E-06	70	3	27.4	1.72	370.32
54	0.1	1100	2.92E-06	70	3	35.08	2.21	712.26

55	0.1	1081	2.23E-06	70	3	43.28	2.72	1038.3
56	0.1	1060	1.69E-06	70	3	54.15	3.41	1532.5
57	0.1	1044	1.42E-06	70	3	68.69	4.32	1962.4
58	0.1	1033	1.33E-06	70	3	72.5	4.56	2164.2
59	0.1	1024	1.16E-06	70	3	75.49	4.75	2620
60	0.1	1019	1.09E-06	70	3	76.38	4.8	2860.7
61	0.1	1013	1.06E-06	70	3	76.5	4.81	2986.7
62	0.1	997.38	9.14E-07	70	3	76.94	4.84	3694



Σχήμα 5.4.3:  $Re^*$  σε συνάρτηση με τον αριθμό  $Ka$  για διάφορα πλάτη καναλιού στις  $3^\circ$

Όπως αναμενόταν, όσο αυξάνει το πλάτος του καναλιού, τόσο μικραίνει η απόκλιση από τη θεωρία. Παρόλα αυτά, οι διαφορές είναι ακόμα πολύ σημαντικές και στο μεγαλύτερο κανάλι που ελέγχτηκε για υψηλό αριθμό  $Ka$  και αγγίζουν το 60%. Ακόμα πιο εντυπωσιακή είναι η απόκλιση για το πλάτος των 100 mm, πλησιάζοντας ένα ποσοστό 450%, παρόλο που ο λόγος του πλάτους με το πάχος υμένα είναι ακόμα φαινομενικά υψηλός ( $>100$ ). Στις περιπτώσεις για  $Ka > 300$ , οι τιμές του πλάτος εξαρτώνται μόνο από το πλάτος  $W$  και συσχετίζονται ικανοποιητικά όπως φαίνεται στο ακόλουθο σχήμα με την υπερβολική γραμμή τάσης  $Re^*_{plateau} = 1 + 125(W/l_c)$  όπου  $l_c$  το χαρακτηριστικό τριχοειδές μήκος (capillary length).



Σχήμα 5.4.4:  $Re^*$  στο πλάτος σε συνάρτηση αδιάστατο πλάτος του καναλιού

#### 5.4.3 Επίδραση της γωνίας κλίσης

Μία άλλη παράμετρος που έπρεπε να αποσαφηνιστεί η επίδρασή της, είναι η γωνία κλίσης. Επιλέχτηκε να διατηρηθεί σταθερό το πλάτος (στη συγκεκριμένη

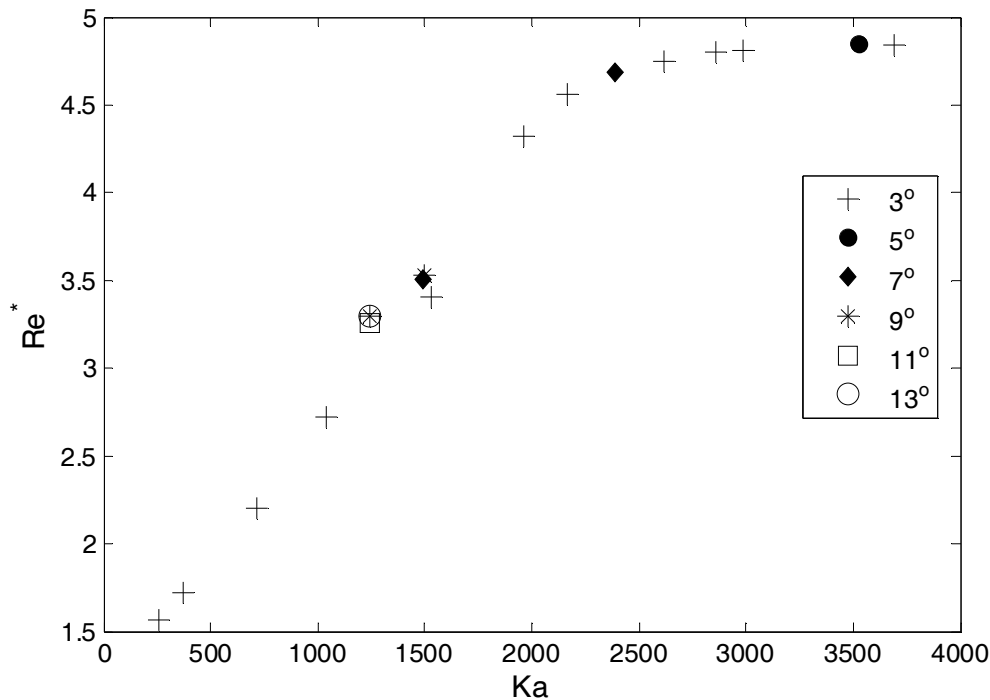
περίπτωση 100 mm) και επιλέχθηκαν διαλύματα σύμφωνα με τον παρακάτω πίνακα με τα αντίστοιχα αποτελέσματα στον πίνακα 6. Όπως παρατηρούμε από την απεικόνιση των αποτελεσμάτων αυτών (σχήμα 5.4.5), για εύρος γωνιών από 3 έως 13 μοίρες, δεν υπάρχει κάποια επίδραση στο όριο της ευστάθειας.

**Πινάκας 5.5.** Πειράματα που πραγματοποιήθηκαν για τη μελέτη της επίδρασης της γωνίας κλίσης

	Πλάτος καναλιού (m)	$\rho$ (kg/m <sup>3</sup> )	$v$ (m <sup>2</sup> /s)	$\gamma$ (mN*m <sup>-1</sup> )	Γωνία κλίσης	πериεκτικότητα γλυκερίνης κατά βάρος	πериεκτικότητα αλκοόλης κατά βάρος
1	0.1	997.74	9.47E-07	70	5	0%	0%
2	0.1	1027	1.24E-06	70	7	18%	0%
3	0.1	1054	1.73E-06	70	7	25%	0%
4	0.1	1054	1.73E-06	70	9	25%	0%
5	0.1	1075	1.95E-06	70	9	30%	0%
6	0.1	1075	1.95E-06	70	11	30%	0%
7	0.1	1075	1.95E-06	70	13	30%	0%

**Πινάκας 5.6.** Αποτελέσματα πειραμάτων μελέτης επίδρασης γωνίας κλίσης

	Πλάτος καναλιού (m)	$\rho$ (kg/m <sup>3</sup> )	$v$ (m <sup>2</sup> /s)	$\gamma$ (mN*m <sup>-1</sup> )	Γωνία κλίσης	$Re_{cr}$	$Re^* = \frac{Re_{cr}}{Re_{th}}$	$Ka$
1	0.1	997.74	9.47E-07	70	5	46.22	4.85	3525.2
2	0.1	1027	1.24E-06	70	7	31.8	4.69	2390.1
3	0.1	1054	1.73E-06	70	7	23.8	3.51	1493.8
4	0.1	1054	1.73E-06	70	9	18.55	3.53	1493.8
5	0.1	1075	1.95E-06	70	9	17.34	3.3	1248.6
6	0.1	1075	1.95E-06	70	11	13.95	3.25	1248.6
7	0.1	1075	1.95E-06	70	13	11.91	3.3	1248.6



Σχήμα 5.4.5:  $Re^*$  για διάφορες γωνίες κλίσης σε πλάτος 100 mm

Με μια πρώτη ματιά, μπορούμε να πούμε πως η μείωση της επιφανειακής τάσης μειώνει τη διάφορα θεωρητικού και πειραματικού αριθμού Reynolds. Ωστόσο, παρατηρούμε επίσης πως υπάρχουν διαφορετικές τιμές επιφανειακής τάσης οι οποίες μας δίνουν ίδιο πειραματικό αριθμό Reynolds, αλλά και ίδιες τιμές επιφανειακής τάσης στις 2 και 3 μοίρες, οι οποίες μας δίνουν διαφορετικό πειραματικό αριθμό Reynolds. Επομένως, έπρεπε να γίνει μια περαιτέρω διερεύνηση όσο αφορά και στις άλλες ιδιότητες του ρευστού.

#### 5.4.4 Ερμηνεία

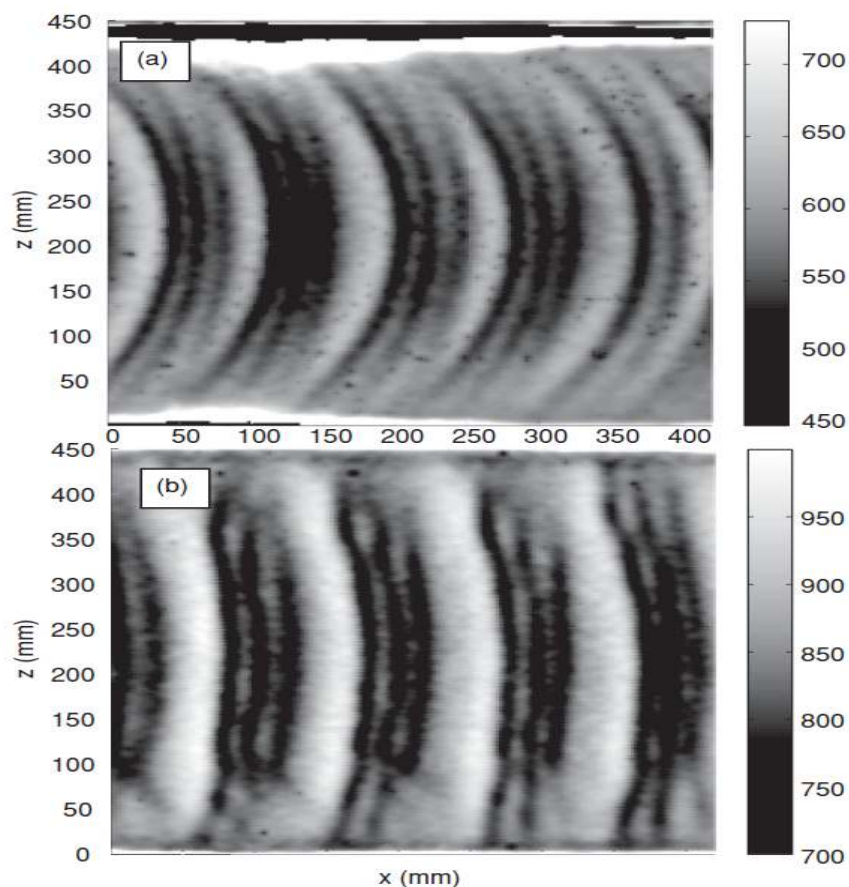
Οι παραπάνω παρατηρήσεις για την καθυστέρηση εμφάνισης της αστάθειας, υπαινίσσονται ότι, όταν οι τριχοειδείς δυνάμεις υπερνικούν τις δυνάμεις ιξώδους, παρουσιάζεται μία ισχυρή εγκάρσια επίδραση, που προσπερνά τη δυδιάστατη δυναμική και παρέχει ένα εγγενώς τρισδιάστατο τριχοειδή μηχανισμό απόσβεσης των

οδευόντων διαταραχών. Η εμφάνιση αυτού του φαινομένου μπορεί να εντοπιστεί μονάχα την απόσβεση των ταλαντώσεων της ελεύθερης επιφάνειας κοντά στα πλευρικά τοιχώματα, οι οποίες προκαλούνται από: α) τα λεπτά ιξώδη οριακά στρώματα και β) από την αντίσταση μετακίνησης της γραμμής επαφής (contact line). Για να αποσαφηνιστεί αυτός ο μηχανισμός απόσβεσης, επικεντρωθήκαμε στα χαρακτηριστικά των κυμάτων που εξελίσσονται πέρα από το όριο της μετάβασης.

Στο πλαίσιο της συνεργασίας της παρούσας έρευνας με τη μετα-διδακτορική ερευνήτρια Judith Vatteville [Georgantaki et al., 2011], οι ιδιότητες των κυμάτων προσεγγίστηκαν με την ανάλυση εικόνων μέσω της μεθόδου απεικόνισης με φθορισμό, η οποία βασίζεται στην αρχή ότι η φωτεινότητα είναι ανάλογη με το πάχος υμένα. Έχει σημειωθεί και στο παρελθόν [Leontidis et al., 18], ότι τα πρώτα πλήρως αναπτυγμένα κύματα δεν είναι δυσδιάστατα, αλλά αποκτούν ένα παραβολικό σχήμα στον μέτωπο τους, του οποίου η καμπυλότητα εξαρτάται από το πλάτος του καναλιού. Στην παρούσα έρευνα αποδείχθηκε, ότι η αυτή η συμπεριφορά εξαρτάται από τον αριθμό  $Ka$ . Πιο συγκεκριμένα, στο σχήμα 5.4.6 απεικονίζονται εικόνες κυμάτων σε κανάλι πλάτους 450 mm, τα οποία έχουν δημιουργηθεί με εξωτερική διαταραχή συχνότητας 2 Hz σε σταθερό αριθμό  $Re$  αλλά διαφορετικό αριθμό  $Ka$ . Με τη μείωση του αριθμού  $Ka$ , η καμπυλότητα του μετώπου μειώνεται, γεγονός που αποτελεί ένδειξη ότι το διδιάστατο όριο έχει προσεγγιστεί περισσότερο.

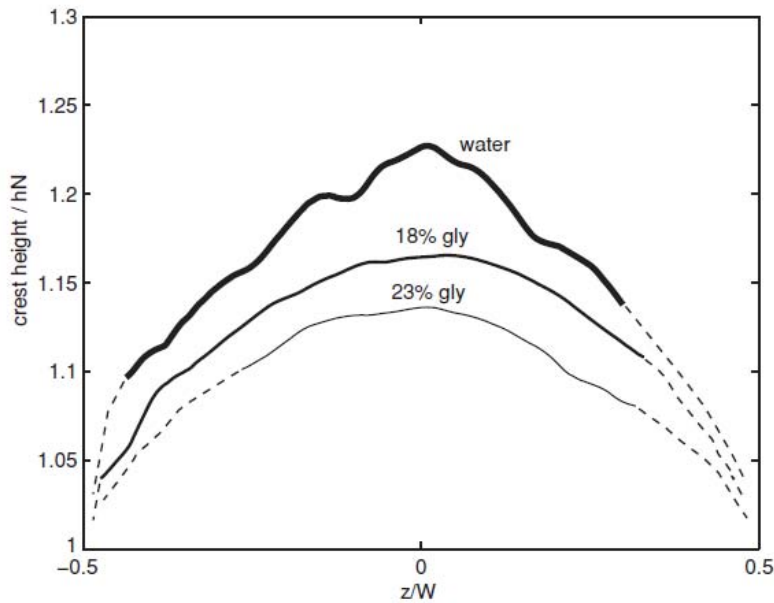
Όπως αναφέρθηκε και προηγουμένως, οι ταλαντώσεις κοντά στα πλευρικά τοιχώματα αναμένεται να αποσβαίνουν λόγω τις ιξώδους αντίστασης. Αν αυτό συμβαίνει, τότε το ύψος των κυμάτων θα διαφέρει κατά το πλάτος του καναλιού. Τα επιχειρήματα αυτά πράγματι υποστηρίζονται από τα δεδομένα. Ειδικότερα, στο ακόλουθο σχήμα, φαίνεται η αλλαγή του ύψους κύματος κατά μήκος του μετώπου για τρεις διαφορετικές τιμές του αριθμού  $Ka$ . Το ύψος αδιαστατοποιείται με το πάχος

υμένα κατά Nusselt  $h_N$ , δηλαδή με το ύψος αδιατάραχτου υμένα για ίδιο αριθμό Reynolds.



**Σχήμα 5.4.6:** Χάρτες ύψους κύματος για a)  $Ka=3100$  και b)  $Ka=1320$  για αριθμό Reynolds 30,  $f=2\text{Hz}$ ,  $W=450\text{ mm}$  και γωνία κλίσης  $3^\circ$ . Η κλίμακα στα δεξιά υποδηλώνει το ύψος κύματος σε  $\mu\text{m}$

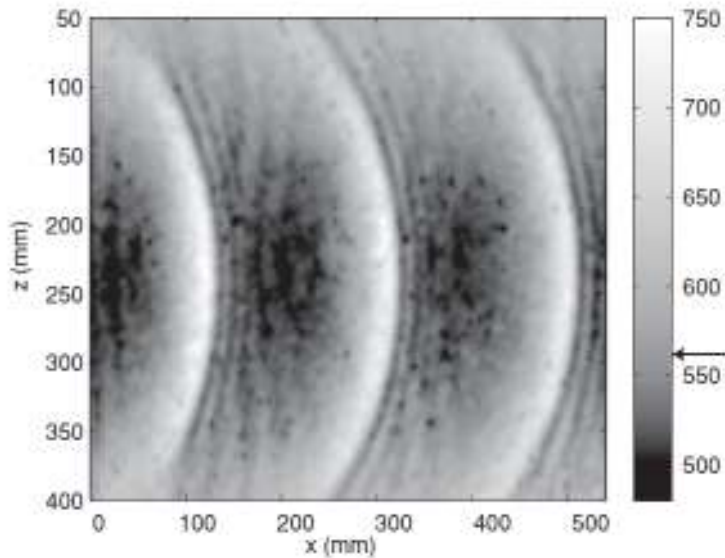
Παρατηρούμε πως σε όλες τις περιπτώσεις το ύψος του μετώπου γίνεται μέγιστο στο κέντρο του καναλιού και μειώνεται καθώς πλησιάζουμε τα πλευρικά τοιχώματα. Ωστόσο, η ανομοιομορφία κατά μήκος της γραμμής του μετώπου, η οποία μπορεί να θεωρηθεί ως ένδειξη απόκλισης από τη διδιάστατη δυναμική, γίνεται πιο έντονη με την αύξηση του  $Ka$ . Οι διακεκομμένες γραμμές είναι ενδεικτικές προεκτάσεις, με βάση την υπόθεση ότι το πάχος του υμένα κοντά στο τοίχωμα παίρνει την τιμή του πάχους υμένα κατά Nusselt [Leontidis et al., 2011].



**Σχήμα 5.4.7:** ύψος του μετώπου του κύματος αδιαστατοποιημένο με το πάχος υμένα κατά Nusselt κατά μήκος του καναλιού για  $Ka.=3100$  (νερό),  $1640$  (18% γλυκερίνη) &  $1320$  (23% γλυκερίνη).  $f=1$  Hz,  $W=450$  mm,  $\theta=3^\circ$

Η δομή της πλήρους ελεύθερης επιφάνειας των παραβολικών κυμάτων που περιγράφηκαν προηγουμένως, απεικονίζεται στο σχήμα 5.4.8 για αριθμό  $Re=33$ , συχνότητα διαταραχής  $1$  hz σε γωνία κλίσης  $3^\circ$ . Από το σχήμα αυτό γίνεται αντιληπτό ότι το ύψος κύματος είναι μέγιστο στο κέντρο του καναλιού, αλλά παράλληλα παρατηρείται και μια μεγάλη περιοχή ελάχιστου ύψους, ακριβώς πίσω από την περιοχή του μεγίστου. Έτσι, τα κύματα σε υψηλό  $Ka$  έχουν σχήμα παρεμφερές με κύματα τύπου ‘Λ’, τα οποία παρατηρούνται σε μεγαλύτερη παροχή ροής ή μεγαλύτερες γωνίες κλίσης [Alekseenko et al., 2005; Demekin et al., 2007] και είναι τυπικά κύματα τρισδιάστατης δυναμικής.





**Σχήμα 5.4.8:** Χάρτης ύψους κύματος σε  $Re=33$ ,  $f=1\text{Hz}$ ,  $W=450\text{ mm}$  και γωνία κλίσης  $3^\circ$ . Η κλίμακα στα δεξιά υποδηλώνει το ύψος κύματος σε  $\mu\text{m}$  και το βέλος το πάχος υμένα κατά Nusselt

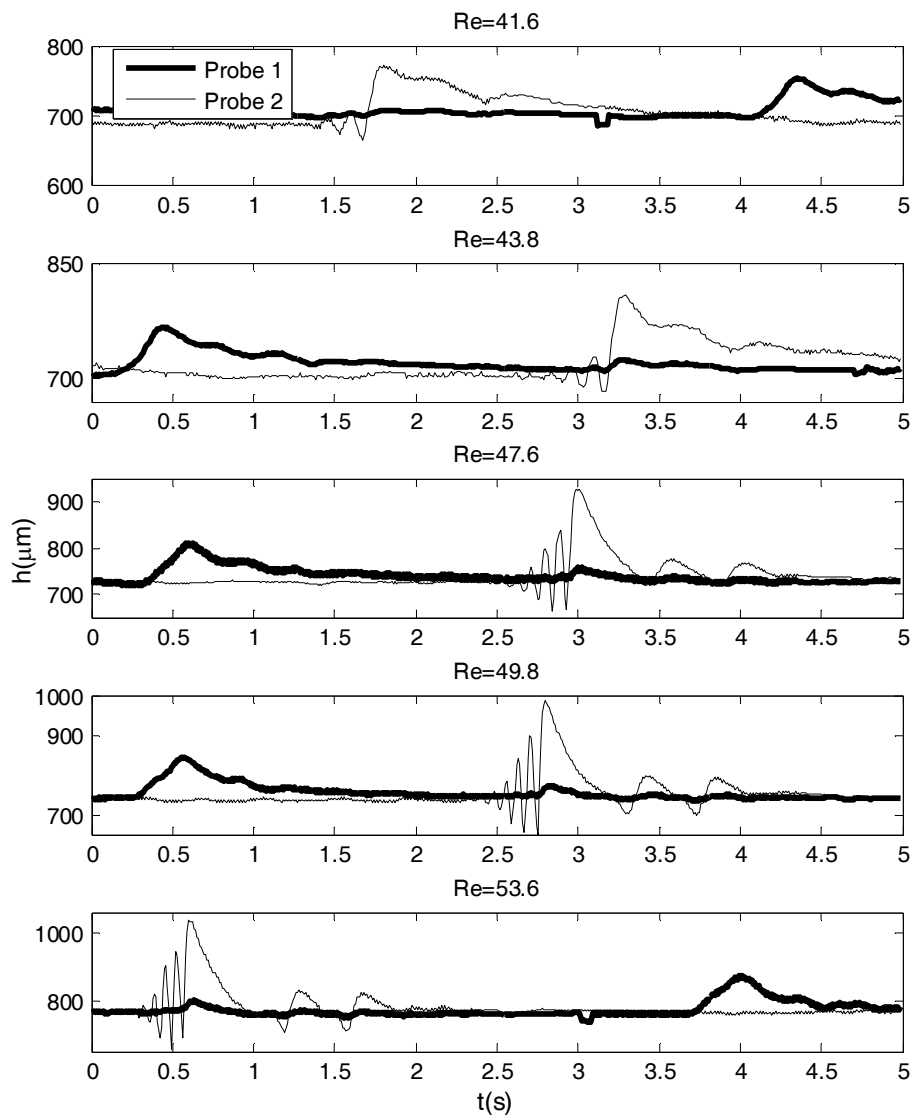
Η διαφορά που παρατηρείται στο ύψος κύματος κατά μήκος του μετώπου του, έχει ως συνέπεια την ανομοιόμορφη κατανομή της υδροστατικής και της τριχοειδούς πίεσης μέσα στο υγρό. Η κατανομή αυτή ενδέχεται να οδηγεί σε δευτερεύουσες ροές, και ιδιαίτερα στην εγκάρσια κατεύθυνση. Η συνδυασμένη επίδραση της υδροστατικής και τριχοειδούς πίεσης κάτω από το μέτωπο του κύματος, προβλέπεται να οδηγεί ρευστό από το κέντρο, προς τα πλαϊνά τοιχώματα κατά μήκος της γραμμής του μετώπου. Αντιθέτως, η διαφοροποίηση στο πάχος του υποστρώματος (substrate thickness), από μία τιμή η οποία προσεγγίζει το πάχος υμένα κατά Nusselt κοντά στα τοιχώματα, μέχρι την ελάχιστη τιμή που παρατηρείται στο κέντρο, προβλέπεται ότι θα οδηγεί το ρευστό στην αντίθετη κατεύθυνση. Συνολικά, προβλέπεται μία δευτερεύουσα ροή που αποτελείται εκ των δύο κλειστών δινών, συμμετρικών σε σχέση με το κέντρο του καναλιού.

Η εικαζόμενη δευτερεύουσα ροή, που περιγράψαμε παραπάνω, προσδίδει έναν επιπλέον εγκάρσια μηχανισμό απόσβεσης των διαταραχών. Αυτός ο μηχανισμός είναι προφανώς πιο αποτελεσματικός για κανάλια μικρού πλάτους με υψηλή

επιφανειακή τάση. Για παράδειγμα, στην περίπτωση του σχήματος 5.4.8, η μεταβολή της υδροστατικής πίεσης στην εγκάρσια κατεύθυνση είναι κατά προσέγγιση  $\Delta P_h \sim \rho g(h - h_N)/2 \sim 1$  Pa και η αντίστοιχη μεταβολή της τριχοειδούς πίεσης είναι  $\Delta P_c \sim |\sigma d^2 h / dx^2| \sim 0.5$  Pa. Έτσι, για υψηλό αριθμό Ka, οι δυνάμεις ιξώδους γίνονται συγκρίσιμες με τις υδροστατικές δυνάμεις, αποκτώντας έτσι τη δυνατότητα να οδηγήσουν μία δευτερεύουσα ροή. Επομένως, σε υψηλούς αριθμούς Ka, ο εγκάρσιος μηχανισμός απόσβεσης υπερισχύει της απόσβεσης κατά τη διεύθυνση της ροής, και έτσι καθυστερεί την εμφάνιση της πρωταρχικής αστάθειας σε μεγαλύτερους Re.

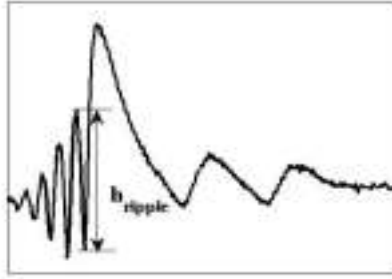
### 5.5 Επίδραση στα χαρακτηριστικά των κυμάτων

Η συμπεριφορά των διαλυμάτων της ισοπροπυλικής αλκοόλης ως απλών υγρών, τα οποία χαρακτηρίζονται μόνο από την επιφανειακή τάση τους, ενισχύεται περαιτέρω από τις παρατηρήσεις των κυμάτων που σχηματίζονται πέρα από το όριο της αστάθειας. Πράγματι, εξετάζοντας τις χρονοσειρές του σήματος στο σχήμα 5.5.1, καθίσταται σαφές ότι χαμηλής συχνότητας, ασταθείς διαταραχές εξελίσσονται σε μοναχικά κύματα, με ιδιαίτερα ξεκάθαρα καθορισμένους πρόδρομους κυματισμούς (precursor ripples). Στο σημείο αυτό υπενθυμίζεται ότι η επιφανειακή τάση καθορίζει τα χαρακτηριστικά των μοναχικών κυμάτων, τα οποία αναπτύσσονται στην ελεύθερη επιφάνεια των καθαρών υγρών, με την εξισορρόπηση της αδράνειας λόγω βαρύτητας με την τριχοειδή δύναμη (capillary force) η οποία προκύπτει από το 'ρυτίδωμα' της επιφάνειας σε μία σειρά από πρόδρομους κυματισμούς [Chang & Demekhin, 2002]. Οι κυματισμοί αυτοί παρέχουν αρκετή τριχοειδή πίεση ώστε να είναι εφικτή η αποστράγγιση ρευστού από το μέτωπο, με αποτέλεσμα τη σταθεροποίηση του μοναχικού κύματος [Vlachogiannis & Bontozoglou, 2001].



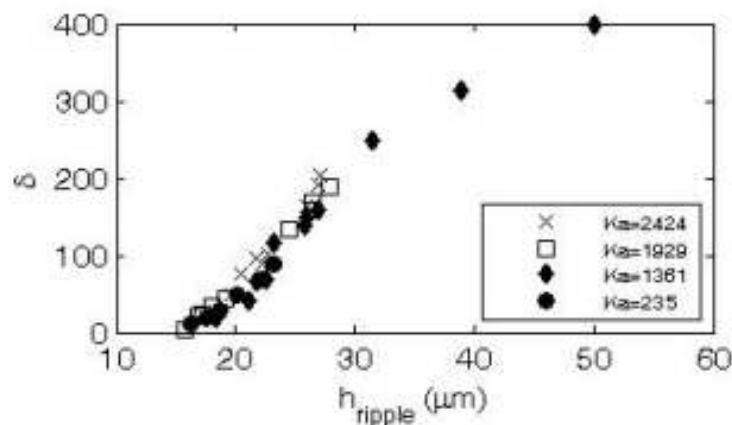
**Σχήμα 5.5.1:** Χρονοσειρές πάχους υμένα για διάφορους αριθμούς  $Re$  στην ασταθή περιοχή. Διάλυμα 5% κ.β ισοπροπυλικής αλκοόλης,  $W=250$  mm,  $f=0.167$  Hz,  $\theta=3^\circ$ . Η θέση του 1<sup>ου</sup> αισθητήρα είναι σε απόσταση 0.15 m από την είσοδο της ροής και του 2ου στα 0.65 m

Το χαρακτηριστικό μέγεθος των πρόδρομων κυματισμών που παρατηρήθηκε σε όλα τα πειράματα των διαφόρων συγκεντρώσεων της ισοπροπυλικής αλκοόλης, προσδιορίζεται σύμφωνα με το σχήμα 5.5.2.



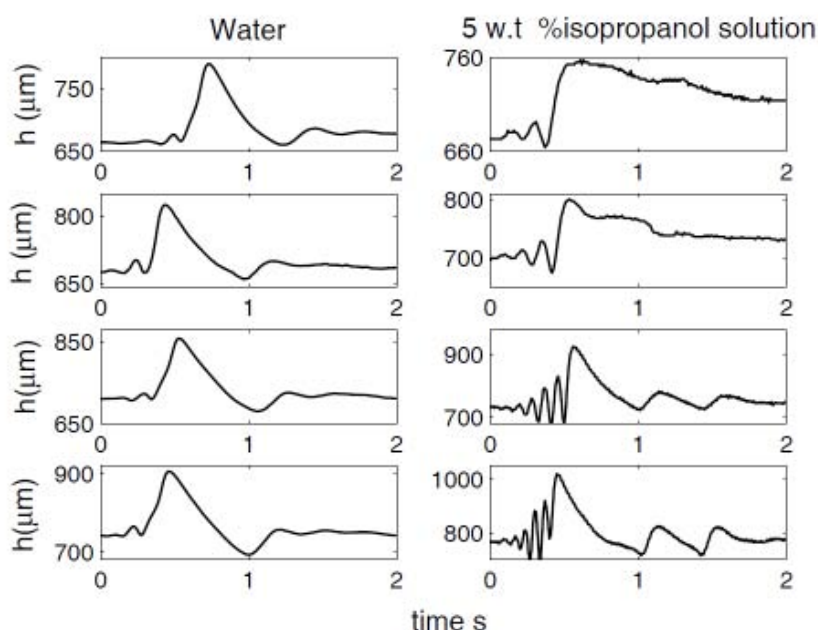
**Σχήμα 5.5.2:** Ορισμός του μεγέθους των πρόδρομων κυματισμών ως  $h_{ripple}$

Επιπλέον, βρέθηκε ότι το χαρακτηριστικό ύψος των πρόδρομων κυματισμών συσχετίζεται αρκετά ικανοποιητικά με τον ανηγμένο αριθμό Reynolds  $\delta$  (σχήμα 5.5.3), για μεγάλο εύρος αριθμών  $Ka$ . Ο αδιάστατος αριθμός  $\delta$  ορίζεται ως  $\delta = Re^{11/9} 5Ka^{1/3} 3^{7/9}$  και εκφράζει την αποσταθεροποιητική επίδραση της αδράνειας σε μεγαλύτερες παροχές της ροής [Chang, 1994]. Ο  $Ka=2424$  αφορά σε διάλυμα 2.5 % κ.β. ισοπροπυλικής αλκοόλης, ενώ οι 1929, 1361 και 235 αντιστοιχούν σε συγκεντρώσεις 5, 15 και 70% κ.β. Έτσι, σε ίδιο  $Re$ , για υψηλότερες τιμές  $Ka$ , παρατηρούνται εντονότεροι κυματισμοί. Στο σημείο αυτό να υπενθυμίσουμε ότι αύξηση του αριθμού  $Ka$ , προκαλείται είτε από την αύξηση της επιφανειακής τάσης, είτε από τη μείωση του ιξώδους.



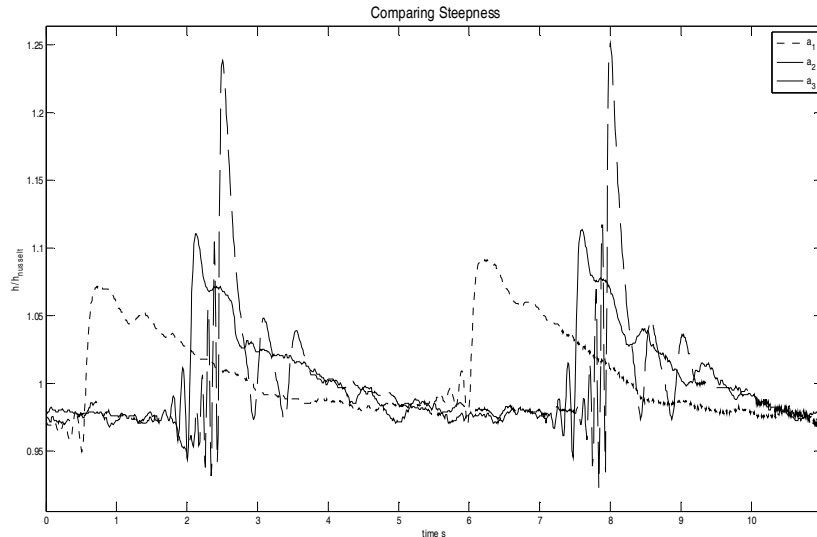
**Σχήμα 5.5.3:**  $h_{ripple}$  σε συνάρτηση με τον ανηγμένο αριθμό  $Re \delta$  για διάφορα διαλύματα ισοπροπυλικής αλκοόλης

Με σύγκριση των στηλών του σχήματος 5.5.4, παρατηρούμε πως οι πρόδρομοι κυματισμοί σχηματίζονται αρκετά πιο ξεκάθαρα στα διαλύματα της ισοπροπυλικής αλκοόλης σε σχέση με το νερό, παρόλο που το νερό έχει υψηλότερη επιφανειακή τάση (48 mN/m ενώ το νερό 70 mN/m). Αυτό μπορεί να αποδοθεί στην γνωστή ‘ανώμαλη’ συμπεριφορά του νερού, η οποία δημιουργείται από την προσρόφηση στην επιφάνεια διάφορων ακαθαρσιών, οδηγώντας σε μη επαναλήψιμα αποτελέσματα [Anshus & Acrivos, 1967; Lucassen-Reynders et al., 2001].



**Σχήμα 5.5.4:** Σύγκριση σε ίδιους αριθμούς  $\delta$  ανάμεσα σε νερό (1η στήλη) και 5% κ.β. ισοπροπυλική αλκοόλη. Οι αντίστοιχοι αριθμοί  $\delta$  για κάθε στήλη είναι 18, 20, 25 και 28

Μία άλλη παράμετρος, που εκφράζει το πόσο απότομοι είναι οι κυματισμοί, είναι η οξύτητα (steepness), η οποία ορίζεται ως  $a = h_{ripple} / \lambda_R$  όπου  $h_{ripple}$  είναι το ύψος του μέγιστου κυματισμού σύμφωνα με το σχήμα 5.5.5 και  $\lambda_R$  το μήκος κύματος. Στο σχήμα που ακολουθεί, βλέπουμε πως αυξάνοντας τον ανηγμένο αριθμό  $\delta$ , αυξάνεται και η ‘ένταση’ των κυματισμών.



**Σχήμα 5.5.5:** Κύματα με διαφορετική παράμετρο έντασης,  $a_1=0.0011$ ,  $a_2=0.0023$ ,  $a_3=0$  και ο αντίστοιχος  $\delta$  είναι 4.15, 4.37, 5.28 αντίστοιχα

## 5.6 Συμπεράσματα

Από τις πειραματικές μετρήσεις διαπιστώθηκε η καθυστέρηση εμφάνισης της πρωτογενούς αστάθειας στη ροή υγρού υμένα, η οποία εξαρτάται από το λόγο των τριχοειδών δυνάμεων ως προς τις δυνάμεις ιξώδους, όπως αυτός εκφράζεται μέσω του αριθμού  $Ka$ , ενός αδιάστατου αριθμού ο οποίος είναι συνάρτηση των φυσικών ιδιοτήτων του ρευστού και όχι της ροής. Η απόκλιση από τη θεωρητική διδιάστατη πρόβλεψη αυξάνεται με τον  $Ka$ , ώσπου αποκτά μία σταθερή τιμή για  $Ka > 2300$ . Η συμπεριφορά αυτή μαρτυρεί την παράκαμψη του διδιάστατου σταδίου εξέλιξης της αστάθειας λόγω ενός εγγενώς τρισδιάστατου μηχανισμού απόσβεσης, ο οποίος προφανώς απορρέει από την επίδραση των πλευρικών τοιχωμάτων. Η εξάρτηση του φαινομένου από το πλάτος του καναλιού υποδεικνύει ότι ο μηχανισμός αυτός πιθανώς σχετίζεται με την εγκάρσια ανομοιομορφία στο ύψος του κύματος.

Όσο αφορά στα γενικότερα χαρακτηριστικά των κυμάτων, με την προσθήκη της αλκοόλης, το ρευστό συμπεριφέρεται σαν καθαρό υγρό με μειωμένη επιφανειακή

τάση. Ως συνέπεια, παρατηρήθηκε η γνωστή, μη-γραμμική εξέλιξη των αρχικών διαταραχών, η οποία οδηγεί στην ανάπτυξη οδοντών μοναχικών κυμάτων, τα οποία χαρακτηρίζονται από μία κύρια κορυφή με πρόδρομους τριχοειδείς κυματισμούς. Διαπιστώθηκε ότι το ύψος των τριχοειδών κυματισμών είναι ανάλογο του ανοιγμένου αριθμού Reynolds,  $\delta$ . Οι τριχοειδείς κυματισμοί σχηματίζονται πιο έντονα στα διαλύματα της ισοπροπυλικής αλκοόλης παρά στο καθαρό νερό, και αυτό αποδίδεται στην 'ανώμαλη' συμπεριφορά του νερού, λόγω ισχυρής προσρόφησης διάφορων ακαθαρσιών στην επιφάνειά του.

## **6. ΣΥΜΠΕΡΙΦΟΡΑ ΥΔΑΤΙΚΩΝ ΔΙΑΛΥΜΑΤΩΝ ΕΠΙΦΑΝΕΙΟΔΡΑΣΤΙΚΟΥ SDS**

---



## 6.1 Εισαγωγή

Στο κεφάλαιο της βιβλιογραφικής ανασκόπησης έχει γίνει εκτεταμένη αναφορά σε θεωρητικές μελέτες της υδροδυναμικής ευστάθειας υγρού υμένα με την παρουσία επιφανειοδραστικών. Οι μελέτες αυτές υποδεικνύουν ότι τα επιφανειοδραστικά είναι πολύ αποτελεσματικά στην καθυστέρηση εμφάνισης κυμάτων, κυρίως λόγω των ελαστικών ιδιοτήτων που προσδίδουν στην ελεύθερη επιφάνεια. Μία κύρια παράμετρος, η οποία μέχρι και σήμερα δεν έχει γίνει πλήρως κατανοητή, είναι η επίδραση της διαλυτότητας του επιφανειοδραστικού. Η μεταφορά μάζας ανάμεσα στην επιφάνεια και στον κύριο όγκο του ρευστού μπορεί να μειώνει διαφορές στην επιφανειακή τάση, και συνεπώς να τροποποιεί την ελαστικότητα της επιφάνειας με έναν τρόπο ο οποίος είναι περίπλοκα συνδεδεμένος με τη δυναμική της ροής.

Όσο αφορά στις πειραματικές έρευνες, η παρατήρηση της κατευναστικής επίδρασης των επιφανειοδραστικών χρονολογείται από την αρχαιότητα. Παρόλα αυτά, οι περισσότερες διαθέσιμες πειραματικές πληροφορίες [Cero & Whitaker, 1971, Nordgren & Setterwall, 1996] είναι περισσότερο ποιοτικές και έμμεσες (π.χ. εκτίμηση της αποσταθεροποίησης με τη μετατόπιση του σημείου στο οποίο παρατηρείται έναρξη των κυμάτων) και ιδιαίτερα, δεν έχει γίνει αυστηρός προσδιορισμός των κρίσιμων συνθηκών ως συνάρτηση της συγκέντρωσης του επιφανειοδραστικού.

Το κεφάλαιο αυτό στοχεύει στην παροχή τέτοιων πληροφοριών για το διαλυτό ανιονικό επιφανειοδραστικό Sodium Dodecyl Sulfate (SDS – Δωδεκυλοσουλφονικό Νάτριο).

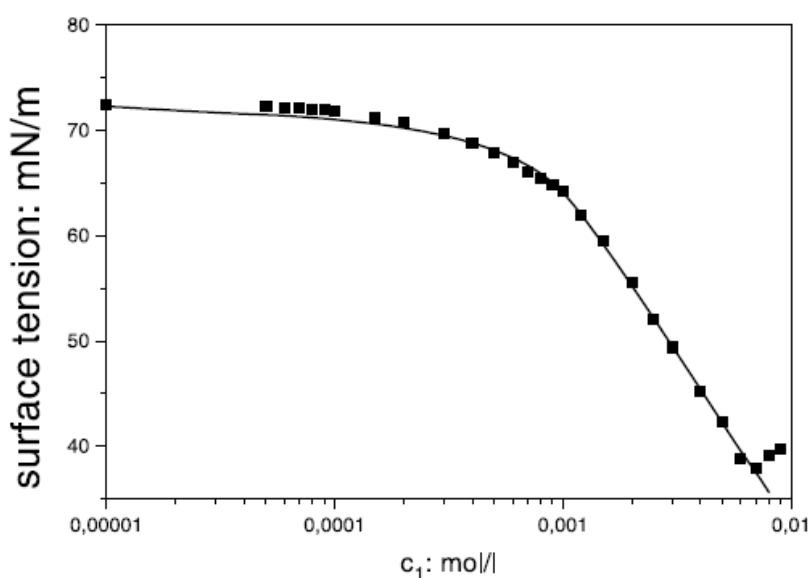
## 6.2 Σειρές πειραμάτων - Ιδιότητες διαλυμάτων – Προσδιορισμός της συγκέντρωσης του επιφανειοδραστικού

Πειράματα έγιναν και στις δύο εργαστηριακές διατάξεις. Στο μικρό κανάλι, και σε γωνία κλίσης  $2^\circ$  και πλάτος 250 mm, έγινε μία πρώτη σύγκριση ανάμεσα στο νερό και στα διαλύματα του επιφανειοδραστικού. Στη συνέχεια, η μελέτη της ευστάθειας και των χαρακτηριστικών των κυμάτων ολοκληρώθηκε στο μεγάλο κανάλι για γωνίες κλίσης  $5^\circ$  και  $10^\circ$ , και για διάφορες συχνότητες διαταραχής με πλάτος καναλιού 450 mm. Σε κάθε γωνία/πείραμα μετρήθηκαν τουλάχιστον 15 διαφορετικές τιμές παροχών, δηλαδή 15 τουλάχιστον τιμές του αριθμού Reynolds. Επιλέχθηκαν διάφορα διαλύματα επιφανειοδραστικού, ώστε να διερευνηθεί η επίδραση της συγκέντρωσης. Η μετρητική μέθοδος που χρησιμοποιήθηκε ήταν η αγωγιμομετρική, αλλά, λόγω των ιδιαίτερων χαρακτηριστικών των κυμάτων (μεγάλο μήκος και μικρό ύψος) το όριο της ευστάθειας προσδιορίστηκε σύμφωνα με μία βελτιωμένη διαδικασία που περιγράφεται στη παράγραφο 6.3.

Όλα τα πειράματα έγιναν με συγκεντρώσεις επιφανειοδραστικού εκφρασμένες σύμφωνα με την κρίσιμη συγκέντρωση σχηματισμού μικκυλίων CMC και συγκεκριμένα σε συγκεντρώσεις 0.05, 0.08, 0.10, 0.15, 0.2, 0.3, 0.35, 0.45 και 0.60 της CMC. Η κρίσιμη συγκέντρωση προσδιορίστηκε πειραματικά από τους Duangprasert et al. (2007) ως 2.75 g/L με μετρήσεις της ηλεκτρικής αγωγιμότητας και της επιφανειακής τάσης, και στην παρούσα έρευνα επαληθεύσαμε αυτή την τιμή μετρώντας τη διακύμανση της επιφανειακής τάσης με την αύξηση της συγκεντρώσεως του SDS.

Ο προσδιορισμός της συγκέντρωσης SDS σε κάθε πείραμα έγινε έμμεσα, λαμβάνοντας υπόψη ότι η πειραματική διάταξη είναι μεγάλης κλίμακας, και συνεπώς ενδέχεται να διατηρεί σε διάφορα σημεία υπολείμματα επιφανειοδραστικού από

προηγούμενο πείραμα. Ως συνέπεια, η πραγματική συγκέντρωση SDS στο διάλυμα κάθε πειράματος υπολογίζεται αντίστροφα, με βάση επανειλημμένες μετρήσεις της επιφανειακής τάσης, και χρήση της συσχέτισης μεταξύ των δύο μεγεθών που εμφανίζεται στο σχήμα 6.1 (Wantke et al., 2003). Ιδιαίτερη πρόνοια λαμβανόταν για δειγματοληψία του ρευστού από διάφορα μέρη της πειραματικής διάταξης, και επιβεβαίωση ότι όλα δίνουν την ίδια τιμή επιφανειακής τάσης. Με τον τρόπο αυτό, πιστοποιείται ότι το επιφανειοδραστικό είναι πλήρως και ομοιόμορφα διαλυμένο, και επίσης ότι η ποσότητα που περιέχεται στην ελεύθερη επιφάνεια είναι μικρή σε σχέση με τη συνολική ποσότητα στη μάζα του υγρού. Στον ακόλουθο πίνακα (Πίνακας 6.1) παρατίθενται οι μετρημένες τιμές επιφανειακής τάσης και οι υπολογισμένες συγκεντρώσεις για όλες τις σειρές πειραμάτων που πραγματοποιήθηκαν.



Σχήμα 6.1 : Επιφανειακή τάση του SDS σε σχέση με τη συγκέντρωση

Τέλος, όσον αφορά στο ιξώδες και την πυκνότητα, βρέθηκε ότι δεν διαφέρουν αισθητά σε σχέση με τις τιμές του καθαρού νερού στην ίδια θερμοκρασία.

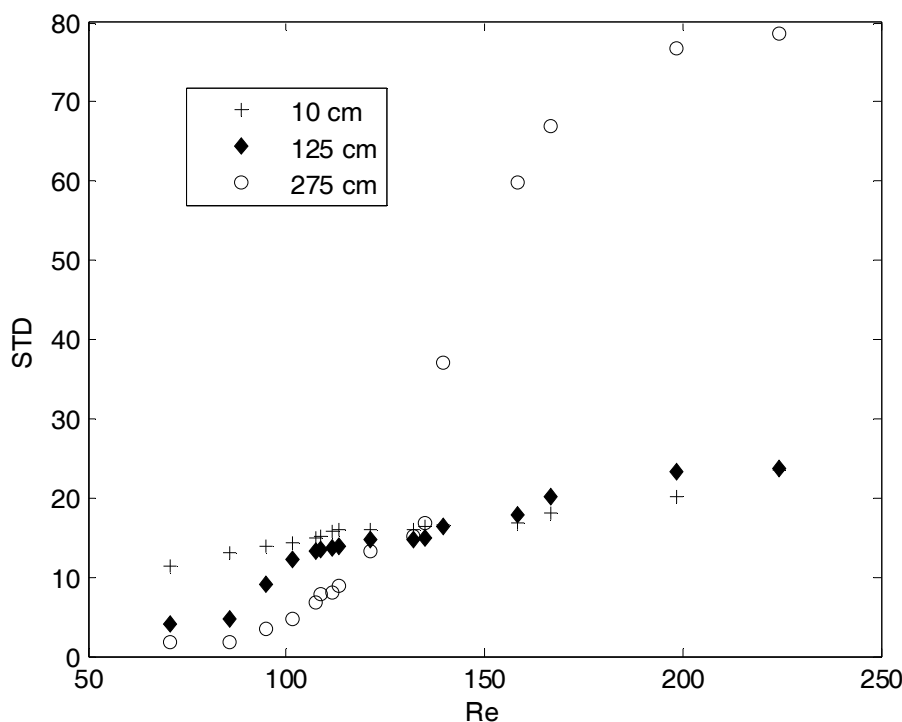
**Πίνακας 6.1:** υπολογισμός της περιεκτικότητας σε σχέση με την επιφανειακή τάση

%CMC	$\gamma$ (mN*m <sup>-1</sup> )	Περιεκτικότητα mol/l
5	68.1	0.0005
8	64.3	0.0009
10	61.7	0.0011
15	58	0.0017
20	55.4	0.002
30	51	0.00275
35	47.2	0.0035
45	43	0.0045
60	38.3	0.006

### 6.3 Προσδιορισμός κριτηρίου ευστάθειας

Η πρωταρχική αστάθεια ενός πίπτοντος υμένα σε επίπεδο τοίχωμα είναι συναγωγική και μεγάλου μήκους κύματος. Αυτό θα επαληθευτεί στη συνέχεια και για τα παρόντα πειράματα. Το όριο της ευστάθειας, όπως παρουσιάστηκε και στο παραπάνω κεφάλαιο για την περίπτωση των αλκοολών, προσδιορίζεται από τη σύγκριση του πλάτους του κύματος, σε διαφορετικές θέσεις κατόντη του καναλιού. Η τεχνική αυτή είναι πολύ εύκολο να εφαρμοστεί στην περίπτωση των διαλυμάτων του SDS, καθώς το σχήμα των κυμάτων είναι σχεδόν ημιτονοειδές για ένα πολύ μεγάλο εύρος παραμέτρων. Στο ακόλουθο σχήμα παρατίθεται ένα τέτοιο παράδειγμα στο οποίο φαίνεται η εξέλιξη του πλάτους του κύματος, μέσω της τυπικής απόκλισης (standard deviation) σε τρεις διαφορετικές θέσεις κατά μήκος του καναλιού από την έναρξη της ροής. Πρόκειται για πείραμα με συγκέντρωση επιφανειοδραστικού 10%

της κρίσιμης συγκέντρωσης σχηματισμού μικκυλίων (CMC), σε γωνία κλίσης  $5^\circ$  και συχνότητα διαταραχής 0.5 Hz. Γίνεται εύκολα αντιληπτό σύμφωνα με το ακόλουθο σχήμα, ότι, για αριθμό Re μικρότερο από τον κρίσιμο, το πλάτος του κύματος αποσβαίνει σταθερά με την κατάντη απόσταση. Αντιθέτως, για  $Re > Re_{cry}$  υπάρχει μια έντονη ανάπτυξη.



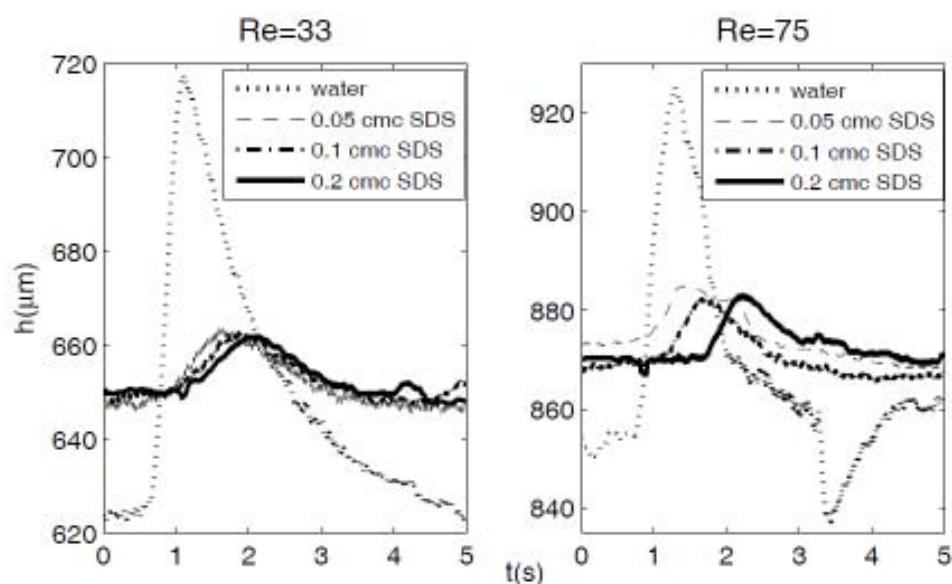
**Σχήμα 6.2:** Εξέλιξη του υμένα κατά μήκος του καναλιού σε 3 θέσεις από την είσοδο της ροής.

Το σημείο, στο οποίο η τυπική απόκλιση της χρονοσειράς του σήματος παραμένει σταθερή σε όλες τις θέσεις του καναλιού, είναι το σημείο της μετάβασης.

#### 6.4 Δραστική απόσβεση των επιβαλλόμενων διαταραχών

Μία πρώτη ένδειξη της επίδρασης του SDS είναι η έντονη απόσβεση των επιβαλλόμενων διαταραχών, για όλες τις συγκεντρώσεις του επιφανειοδραστικού. Η ένταση της απόσβεσης παρουσιάζεται στο σχήμα 6.3. Πρόκειται για σήματα

χρονοσειρών νερού, και διαλυμάτων SDS σε συγκεντρώσεις 5, 10 και 20% της CMC, σε τοποθεσία μόλις 50 mm από την είσοδο της ροής, σε ίδιο αριθμό Re. Η επιβαλλόμενη διαταραχή είναι ίδια σε όλες τις περιπτώσεις και ίση με 0.167 Hz.

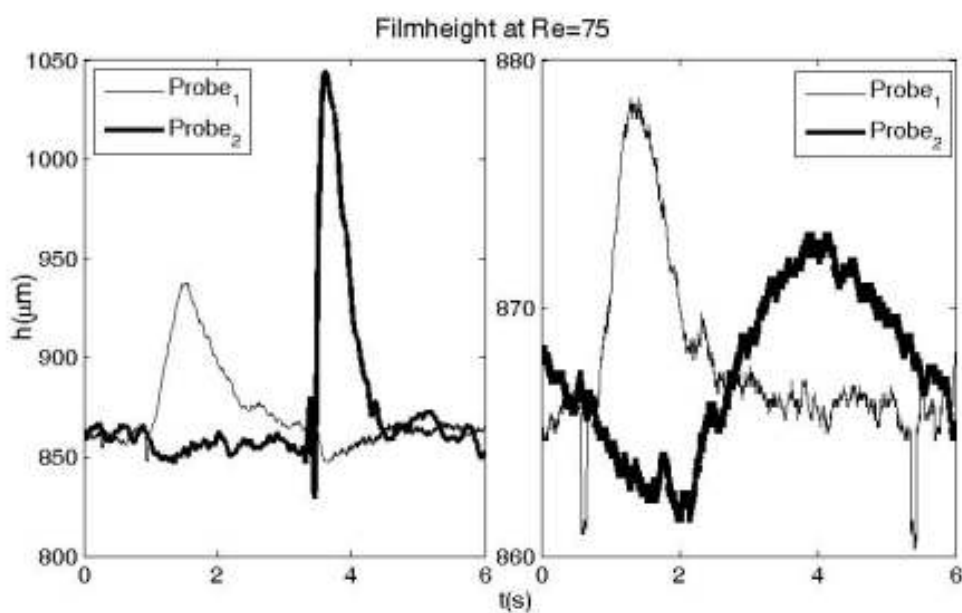


**Σχήμα 6.3:** Χρονοσειρές πάχους υμένα για νερό και διαλυμάτων SDS περιεκτικότητας 0.05, 0.1 και 0.2 CMC σε αριθμό Re 33 στα αριστερά, και 75 στα δεξιά. Γωνία κλίσης  $2^\circ$ , συχνότητα διαταραχής 0.197 Hz μικρή πειραματική διάταξη .

Αρχικά παρατηρείται ότι ενώ υπήρχε ένα κύμα με εύρος ύψους περίπου 100  $\mu\text{m}$ , με την προσθήκη του επιφανειοδραστικού, ανεξάρτητα από τη συγκέντρωση, το εύρος αυτό μειώθηκε στα 10  $\mu\text{m}$ . Η συμπεριφορά αυτή προφανώς σχετίζεται με τις τροποποιήσεις που προκαλεί στη ροή η προσθήκη του επιφανειοδραστικού, οι οποίες αποδόθηκαν στην ελαστικότητα της επιφάνεια από τους Cerro & Whittaker (1971).

Ως συνέπεια των παραπάνω, η κατάντη εξέλιξη των διαταραχών σε καθαρό νερό και στα διαλύματα του SDS είναι εντυπωσιακά διαφορετική. Αντιπροσωπευτικά σχήματα απεικονίζονται στο σχήμα 6.4 σε αποστάσεις 50 (λεπτή γραμμή) και 550 mm από την είσοδο της ροής (έντονη γραμμή) και αντιστοιχούν σε αρκετά μεγάλο αριθμό Re. Στην περίπτωση του νερού, οι διαταραχές μεγαλώνουν σε μέγεθος και συγχρόνως, γίνονται πιο έντονες με τελικό αποτέλεσμα το σχηματισμό πρόδρομων

κυματισμών. Αντιθέτως, στο διάλυμα με συγκέντρωση μόλις 5% της CMC που επιλέχθηκε για σύγκριση, οι διαταραχές όχι μόνο αποσβένουν, αλλά γίνονται και πιο ομαλές, έχοντας την τάση να αποκτήσουν ημιτονοειδές σχήμα. Παρεμπιπτόντως, στο σημείο αυτό σημειώνεται ότι το κατάντη σήμα είναι μάλλον θορυβώδες, επειδή το ύψος της διαταραχής είναι ήδη πολύ χαμηλό. Αυτό παρέχει επίσης μία ένδειξη της ακρίβειας της τεχνικής μέτρησης.



**Σχήμα 6.4:** Χρονοσειρές πάχους υμένα για νερό και διάλυμα SDS περιεκτικότητας 0.05 CMC σε αριθμό  $Re$  75. Ο 1<sup>ος</sup> αισθητήρας είναι τοποθετημένος σε απόσταση 50 mm ενώ ο 2<sup>ος</sup> στα 550 mm από την είσοδο της ροής. Γωνία κλίσης 2°, συχνότητα διαταραχής 0.197 Hz μικρή πειραματική διάταξη. Προσοχή στην μεγάλη διαφορά της κλίμακας ανάμεσα στις δύο εικόνες.

### 6.5 Επίδραση συγκέντρωσης SDS στην ευστάθεια

Στο προηγούμενο κεφάλαιο αποδείχθηκε πειραματικά ότι η καθυστέρηση εμφάνισης της αστάθειας εξαρτάται από το λόγο των τριχοειδών δυνάμεων προς τις δυνάμεις ιξώδους, όπως αυτός εκφράζεται μέσω του αριθμού  $Ka$ , ο οποίος είναι συνάρτηση των φυσικών ιδιοτήτων του ρευστού και όχι της ροής. Τα διαλύματα του SDS αναμένεται να έχουν θεμελιώδεις διαφορές στη συμπεριφορά, καθώς το

επιφανειοδραστικό αυτό προσδίδει στη διεπιφάνεια ελαστικότητα (Lucassen – Reynders & Lucassen, 1969; Lucassen, 1981; Wantke et al., 2003).

Ένα βασικό ερώτημα που διερευνήθηκε είναι η επίδραση της συγκέντρωσης του επιφανειοδραστικού. Έγιναν πειράματα σε γωνίες 5° και 10° σε διάφορες συγκεντρώσεις επιφανειοδραστικού όπως φαίνεται στους πίνακες 6.1 και 6.3 που ακολουθούν με τα αντίστοιχα αποτελέσματα για τον κρίσιμο αριθμό Reynolds στους πίνακες 6.2 και 6.3.

### 6. 5.1 5 μοίρες

**Πινάκας 6.2.** Πειράματα σε γωνία κλίσης 5°

	Πλάτος καναλιού (m)	$\rho$ (kg/m <sup>3</sup> )	$v$ (m <sup>2</sup> /s)	$\gamma$ (mN*m <sup>-1</sup> )	Συχνότητα διαταραχής (Hz)	Περιεκτικότητα SDS κατά CMC
1	0.45	996.86	8.74E-07	64.3	0.125	8%
2	0.45	997.13	8.94E-07	51	0.125	30%
3	0.45	996.86	8.74E-07	43	0.125	45%
4	0.45	997.13	8.94E-07	38.3	0.125	60%
5	0.45	996.86	8.74E-07	64.3	0.25	8%
6	0.45	997.13	8.94E-07	51	0.25	30%
7	0.45	996.86	8.74E-07	43	0.25	45%
8	0.45	997.13	8.94E-07	38.3	0.25	60%
9	0.45	996.86	8.74E-07	68.2	0.5	5%
10	0.45	996.86	8.74E-07	64.7	0.5	8%
11	0.45	997.13	8.94E-07	61.2	0.5	10%
12	0.45	997.13	8.94E-07	58.3	0.5	15%
13	0.45	996.86	8.74E-07	55.4	0.5	20%
14	0.45	997.13	8.94E-07	51.1	0.5	30%
15	0.45	996.86	8.74E-07	43.2	0.5	45%



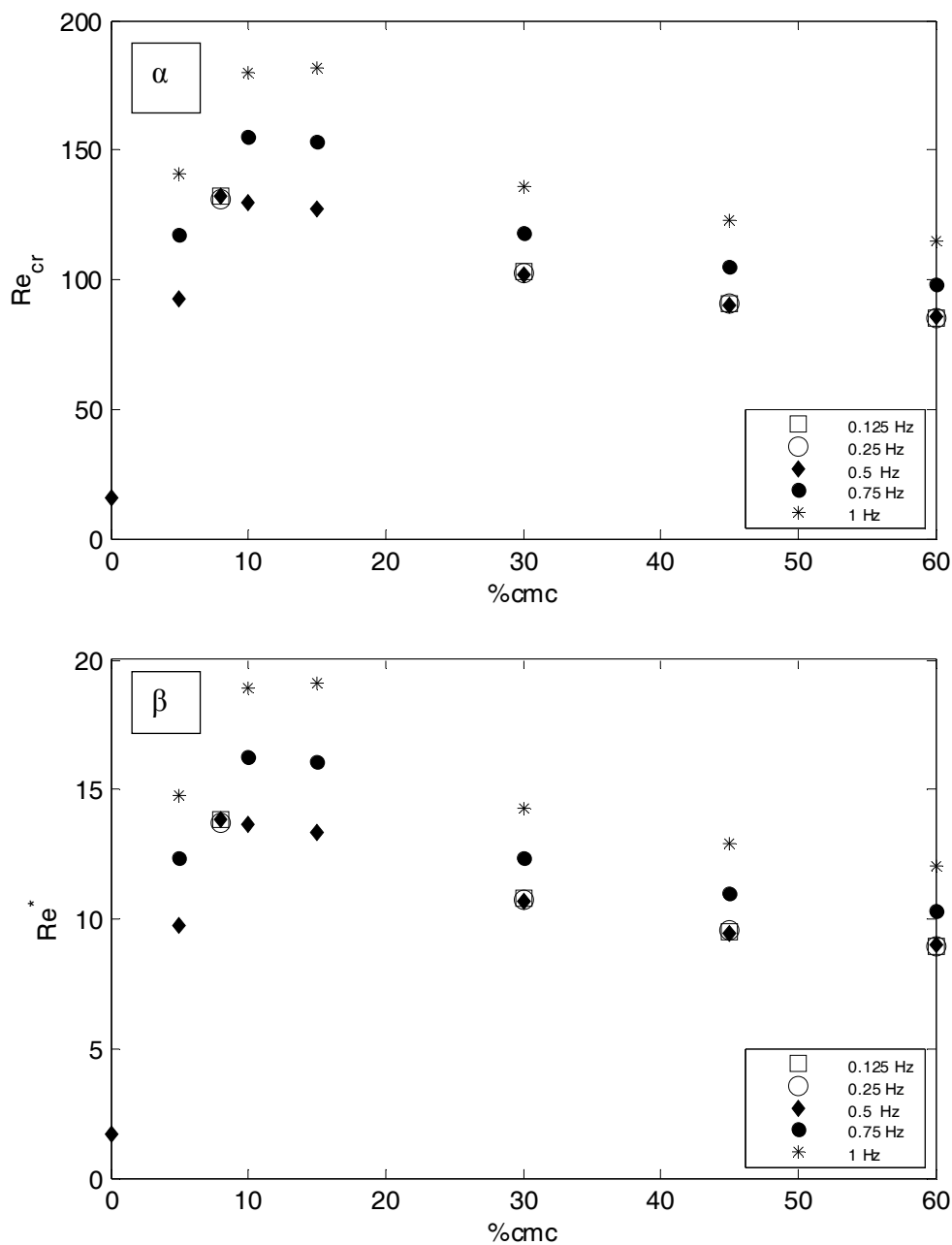
16	0.45	996.86	8.74E-07	38.5	0.5	60%
17	0.45	996.86	8.74E-07	68.2	0.75	5%
18	0.45	997.13	8.94E-07	61.6	0.75	8%
19	0.45	997.13	8.94E-07	58	0.75	15%
20	0.45	996.86	8.74E-07	55.4	0.75	20%
21	0.45	997.13	8.94E-07	51	0.75	30%
22	0.45	996.86	8.74E-07	43	0.75	45%
23	0.45	996.86	8.74E-07	38.3	0.75	60%
24	0.45	996.86	8.74E-07	68.2	1	5%
25	0.45	997.13	8.94E-07	61.6	1	8%
26	0.45	997.13	8.94E-07	58	1	15%
27	0.45	996.86	8.74E-07	55.4	1	20%
28	0.45	997.13	8.94E-07	51	1	30%
29	0.45	996.86	8.74E-07	43	1	45%
30	0.45	996.86	8.74E-07	38.3	1	60%

**Πινάκας 6.3.** Αποτελέσματα πειραμάτων σε γωνία κλίσης 5°

	Συχνότητα διαταραχής (Hz)	Περιεκτικότητα SDS κατά CMC	Re <sub>cr</sub>	$Re^* = \frac{Re_{cr}}{Re_{th}}$
1	0.125	8%	132	13.85
2	0.125	30%	103	10.80797
3	0.125	45%	90.5	9.496327
4	0.125	60%	85	8.919203
5	0.25	8%	131	13.74607
6	0.25	30%	102.5	10.75551
7	0.25	40%	91	9.548793
8	0.25	60%	85.2	8.940189
9	0.5	5%	92.7	9.727177

10	0.5	8%	132	13.851
11	0.5	10%	130	13.64113
12	0.5	15%	127	13.32634
13	0.5	20%	102	10.70304
14	0.5	30%	102	10.70304
15	0.5	45%	90	9.443861
16	0.5	60%	86	9.024134
17	0.75	5%	117.5	12.32949
18	0.75	8%	155	16.26443
19	0.75	15%	153	16.05456
20	0.75	20%	122	12.80168
21	0.75	30%	118	12.38195
22	0.75	45%	105	11.01784
23	0.75	60%	98	10.28332
24	1	5%	141	14.79538
25	1	8%	180	18.88772
26	1	15%	182	19.09759
27	1	20%	148	15.52991
28	1	30%	136	14.27072
29	1	45%	123	12.90661
30	1	60%	115	12.06716

Αν και ο κρίσιμος αριθμός  $Re$  αντιστοιχεί στην πραγματικότητα στα δεδομένα με την μικρότερη συχνότητα, εμείς επιλέξαμε να συγκρίνουμε το όριο μετάβασης και σε μεγαλύτερες συχνότητες και τα αποτελέσματα παρουσιάζονται στο σχήμα 6.5.1.



**Σχήμα 6.5.1:** Αποτελέσματα ευστάθειας στις 5 μίρες α)  $Re_{cr}$  με τη συγκέντρωση του επιφανειοδραστικού εκφρασμένη σε σχέση με την CMC, β)  $Re^*$  με τη συγκέντρωση του επιφανειοδραστικού εκφρασμένη σε σχέση με την CMC

Στο σχήμα 6.5.1 β, και προκειμένου να εκτιμηθεί η σταθεροποιητική επίδραση του SDS, κανονικοποιείται ο πειραματικός κρίσιμος αριθμός Reynolds με τη θεωρητική πρόβλεψη για καθαρό ρευστό  $Re_{th}=5/6cot\theta$ . Για καθαρό νερό, έχει βρεθεί πως η μετάβαση γίνεται σε λόγο  $Re^*=Re_{cr}/Re_{th}=1.6$  [Georgantaki et al., 2011] και η υψηλή αυτή τιμή δικαιολογήθηκε ως συνέπεια της επίδρασης του μικρού

πλάτους του καναλιού. Στο σχήμα 6.5.1 β παρατηρείται μια ραγδαία αύξηση του ορίου μετάβασης, με την προσθήκη μιας μικρής ποσότητας επιφανειοδραστικού (5% CMC). Η τάση αυτή συνεχίζεται δίνοντας μας ένα μέγιστο κρίσιμο αριθμό Re για συγκέντρωση γύρω στο 10% της κρίσιμης συγκέντρωσης σχηματισμού μικκυλίων. Η περαιτέρω αύξηση του επιφανειοδραστικού έχει αντίθετο αποτέλεσμα, και σε μεγάλες συγκεντρώσεις, προσεγγίζεται ασυμπτωτικά το όριο για καθαρό ρευστό. Παρατηρείται επίσης, πως το όριο της ευστάθειας αυξάνεται με την αύξηση της συχνότητας, γεγονός που δείχνει την ιδιότητα του επιφανειοδραστικού για την άμεση απόσβεση πιο γρήγορων διαταραχών.

#### 6.5.2 10 μοίρες

**Πίνακας 6.4.** Πειράματα σε γωνία κλίσης 10°

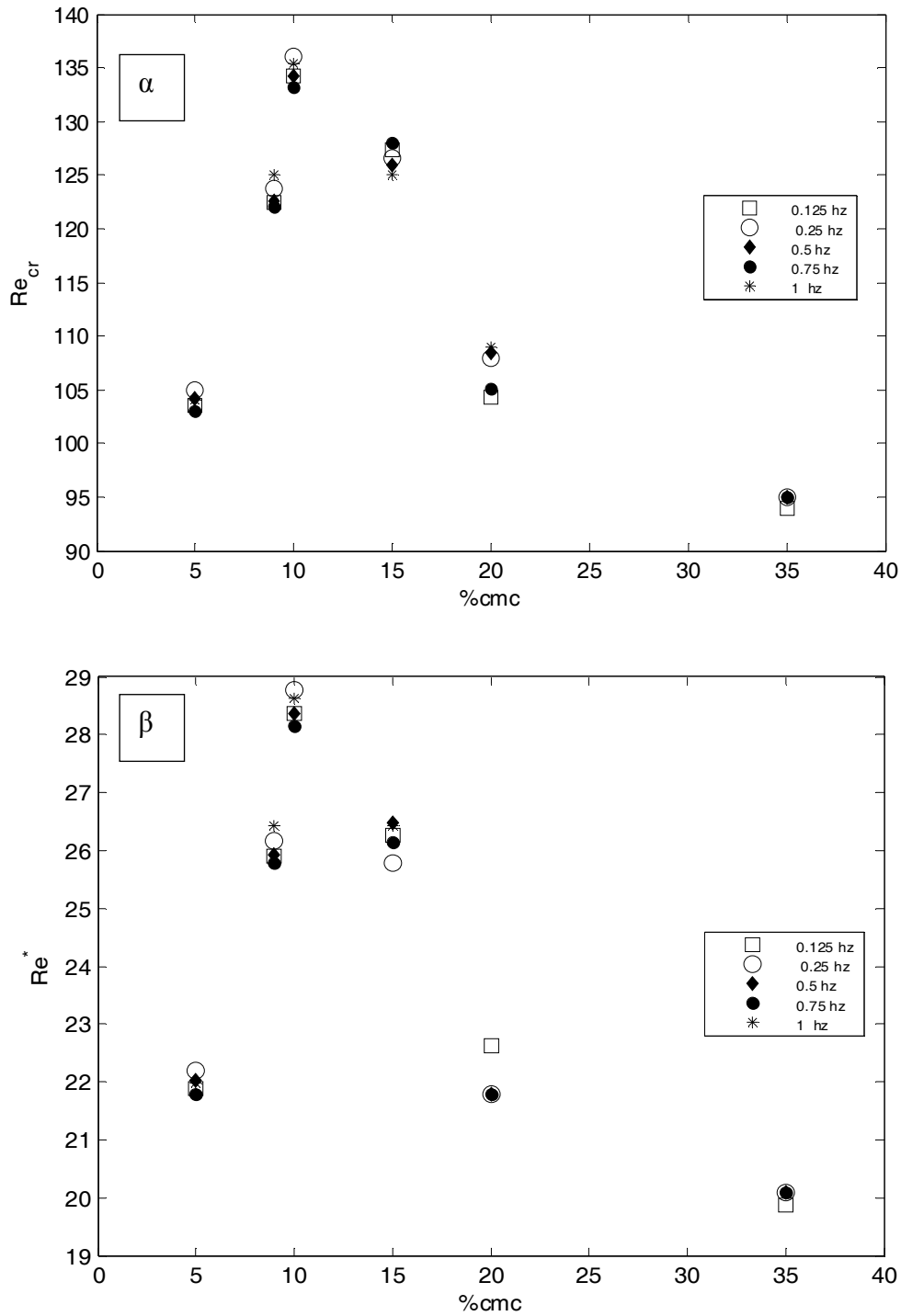
	Πλάτος καναλιού (m)	$\rho$ (kg/m <sup>3</sup> )	$v$ (m <sup>2</sup> /s)	$\gamma$ (mN*m <sup>-1</sup> )	Συχνότητα διαταραχής (Hz)	Περιεκτικότητα SDS κατά CMC
1	0.45	996.86	8.74E-07	68	0.125	5%
2	0.45	997.13	8.94E-07	64.3	0.125	8%
3	0.45	996.86	8.74E-07	61.7	0.125	10%
4	0.45	997.13	8.94E-07	58	0.125	15%
5	0.45	996.86	8.74E-07	55.4	0.125	20%
6	0.45	997.13	8.94E-07	44.7	0.125	35%
7	0.45	996.86	8.74E-07	68	0.25	5%
8	0.45	997.13	8.94E-07	64.3	0.25	8%
9	0.45	996.86	8.74E-07	61.7	0.25	10%
10	0.45	996.86	8.74E-07	58	0.25	15%
11	0.45	997.13	8.94E-07	55.4	0.25	20%
12	0.45	997.13	8.94E-07	44.7	0.25	35%
13	0.45	996.86	8.74E-07	68	0.5	5%

14	0.45	997.13	8.94E-07	64.3	0.5	8%
15	0.45	996.86	8.74E-07	61.7	0.5	10%
16	0.45	996.86	8.74E-07	58	0.5	15%
17	0.45	996.86	8.74E-07	55.4	0.5	20%
18	0.45	997.13	8.94E-07	44.7	0.5	35%
19	0.45	997.13	8.94E-07	68	0.75	5%
20	0.45	996.86	8.74E-07	64.3	0.75	8%
21	0.45	997.13	8.94E-07	61.7	0.25	10%
22	0.45	996.86	8.74E-07	58	0.75	15%
23	0.45	996.86	8.74E-07	55.4	0.75	20%
24	0.45	996.86	8.74E-07	44.7	0.75	35%
25	0.45	997.13	8.94E-07	68	1	5%
26	0.45	997.13	8.94E-07	64.3	1	8%
27	0.45	996.86	8.74E-07	61.7	1	10%
28	0.45	997.13	8.94E-07	58	1	15%
29	0.45	996.86	8.74E-07	55.4	1	20%
30	0.45	996.86	8.74E-07	44.7	1	35%

**Πίνακας 6.5:** Αποτελέσματα πειραμάτων σε γωνία κλίσης 10°

	Συχνότητα διαταραχής (Hz)	περιεκτικότητα SDS κατά CMC	Re <sub>cr</sub>	$Re^* = \frac{Re_{cr}}{Re_{th}}$
1	0.125	5%	103.54	21.89006
2	0.125	8%	122.5	25.89852
3	0.125	10%	134.2	28.37209
4	0.125	15%	127.34	26.92178
5	0.125	20%	104.3	22.05074
6	0.125	35%	94	19.87315

7	0.25	5%	105	22.19873
8	0.25	8%	123.8	26.17336
9	0.25	10%	136.1	28.77378
10	0.25	15%	126.55	26.75476
11	0.25	20%	108	22.83298
12	0.25	35%	95	20.08457
13	0.5	5%	104.14	22.01691
14	0.5	8%	122.6	25.91966
15	0.5	10%	134.2	28.37209
16	0.5	15%	126	26.63848
17	0.5	20%	108.5	22.93869
18	0.5	35%	95	20.08457
19	0.75	5%	103	21.7759
20	0.75	8%	122	25.79281
21	0.75	10%	133.2	28.16068
22	0.75	15%	128	27.06131
23	0.75	20%	105.1	22.21987
24	0.75	35%	95	20.08457
25	1	5%	104	21.98732
26	1	8%	125	26.42706
27	1	10%	135.4	28.62579
28	1	15%	125	26.42706
29	1	20%	109	23.0444
30	1	35%	95	20.08457



Σχήμα 6.5.2: Αποτελέσματα ευστάθειας στις 10 μοίρες

Τα δεδομένα στο σχήμα 6.5.2 αντιστοιχούν σε γωνία κλίσης  $10^\circ$  και δείχνουν μια όμοια συμπεριφορά με το σχήμα 6.5.1. με τη μόνη διαφορά πως το όριο μετάβασης δεν αυξάνεται με τη συχνότητα, για το εύρος των συχνοτήτων που

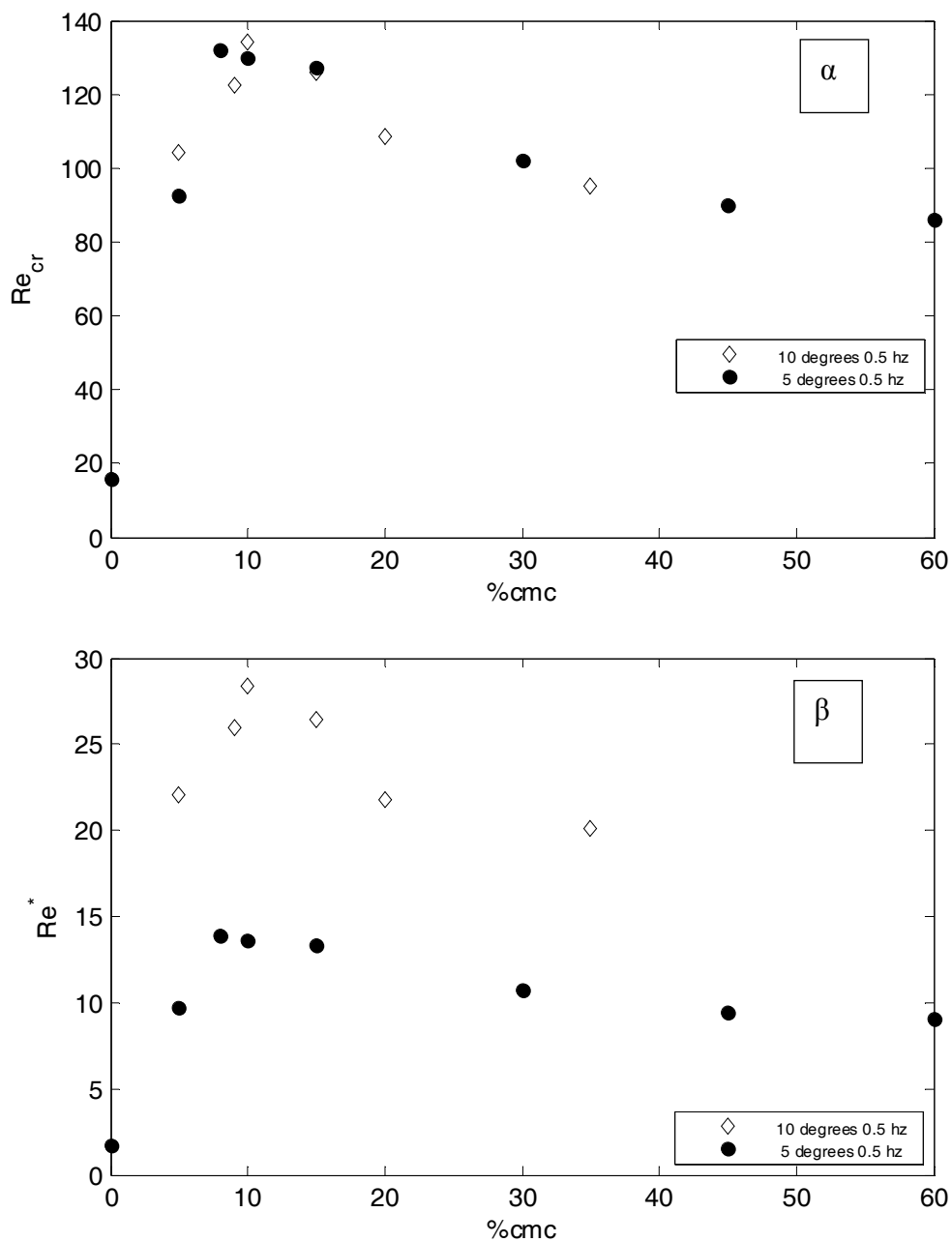
ελέγξαμε, Ειδικότερα, και σε αυτήν την περίπτωση, το μέγιστο παρουσιάζεται σε συγκέντρωση 10% τις κρίσιμης συγκέντρωσης σχηματισμού μικκυλίων.

### 6.5.3 Η επίδραση της γωνίας κλίσης στην ευστάθεια

Παρατηρώντας προσεκτικά τα σχήματα 6.5.1 α και 6.5.2 α φαίνεται πως για ίδιες συγκεντρώσεις επιφανειοδραστικού, η μετάβαση προκύπτει σε ίδιο σχεδόν αριθμό Reynolds. Για του λόγου το αληθές, στο διάγραμμα 6.5.3 που ακολουθεί, συγκρίνουμε τα αποτελέσματα και για τις δύο γωνίες κλίσης.

Μπορεί στο σχήμα 6.5.3 α να μην παρατηρούμε κάποια διαφορά στο όριο μετάβασης, όμως στο σχήμα 6.5.3 β στη σύγκριση με τον κανονικοποιημένο αριθμό Reynolds,  $Re^*$ , είναι εμφανές ότι η σταθεροποίηση γίνεται εντονότερη με την αύξηση της γωνίας κλίσης. Στις  $5^\circ$ , η ροή φτάνει να είναι μέχρι και 10 φορές πιο ευσταθής σε σχέση με το νερό, ενώ για  $10^\circ$ , το όριο μετάβασης φαίνεται να είναι έως και 30 φορές μεγαλύτερο.





**Σχήμα 6.5.3:** σύγκριση του κρίσιμου Re για 5 και 10 μοίρες για 0.5 Hz α) Re<sub>cr</sub> με τη συγκέντρωση του επιφανειοδραστικού εκφρασμένη σε σχέση με την CMC β) Re\* με τη συγκέντρωση του επιφανειοδραστικού εκφρασμένη σε σχέση με την CMC

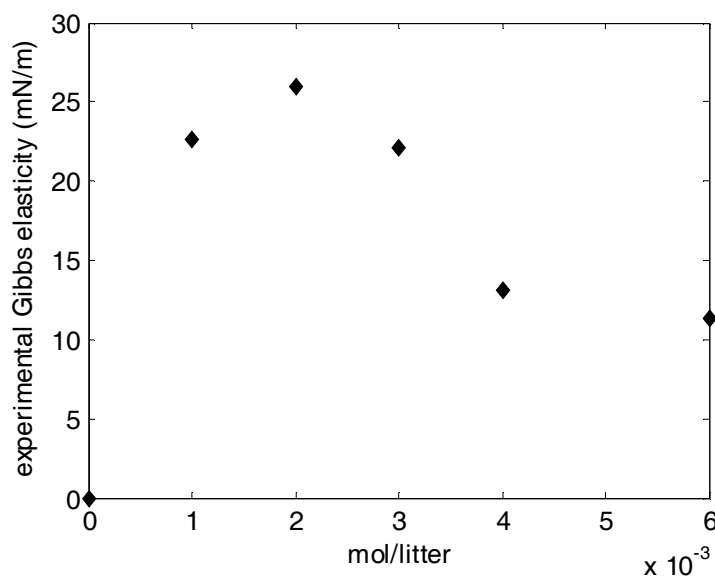
#### 6.5.4 Ερμηνεία

Η συμπεριφορά της ευστάθειας δεν είναι προφανής διαισθητικά, αλλά μπορεί να ερμηνευτεί μόνο λαμβάνοντας υπόψη τη διαλυτότητα του SDS. Μεγαλύτερες ποσότητες επιφανειοδραστικού οδηγούν προφανώς σε μεγαλύτερο πλεόνασμα

συγκέντρωσης σε όλη την ελεύθερη επιφάνεια. Ωστόσο, την ελαστικότητα της επιφάνειας την καθορίζουν οι μεταβολές στην επιφανειακή τάση. Σε ένα διαλυτό επιφανειοδραστικό όπως το SDS, με την αύξηση της συγκέντρωσης, αυξάνεται η μεταφορά μάζας ανάμεσα στον κύριο όγκο του ρευστού και την επιφάνεια. Έτσι, οι μεταβολές στην επιφανειακή τάση λόγω αυξομειώσεως της ελεύθερης επιφάνειας αμβλύνονται, και σταδιακά το σύστημα πλησιάζει τη συμπεριφορά του καθαρού ρευστού με χαμηλότερη επιφανειακή τάση (Georgantaki et al., 2012).

Ο Fruhner και οι συνεργάτες του (1999), υπολόγισαν πειραματικά της ρεολογικές ιδιότητες διαφόρων επιφανειοδραστικών χρησιμοποιώντας τη μέθοδο της παλλόμενης σταγόνας (oscillating bubble method), δίνοντας έτσι δεδομένα για την ελαστικότητα της επιφάνειας διαλυμάτων SDS, σε διάφορες συγκεντρώσεις. Τα αποτελέσματα τους παρουσιάζονται στο σχήμα 6.5.4, από όπου φαίνεται ότι η ελαστικότητα μεταβάλλεται με τη συγκέντρωση SDS με παρόμοιο τρόπο όπως το όριο ευστάθειας, δηλαδή στην αρχή αυξάνεται απότομα, μετά φτάνει σε μέγιστο και στη συνέχεια σταδιακά μειώνεται. Η θέση όπου εμφανίζεται το μέγιστο αντιστοιχεί, σε συγκέντρωση 0.002 mol/L η οποία συγκρίνεται με τη συγκέντρωση 0.001 mol/L, όπου εμφανίζεται το μέγιστο όριο για την ευστάθεια.

Στην παρούσα φάση, δεν είναι σαφές αν η διαφορά στις δύο τιμές έχει φυσική σημασία, ή απλά αποτελεί συνέπεια πειραματικής αβεβαιότητας και ευαισθησίας της τιμής cmc στη θερμοκρασία και στην καθαρότητα της πρώτης ύλης.

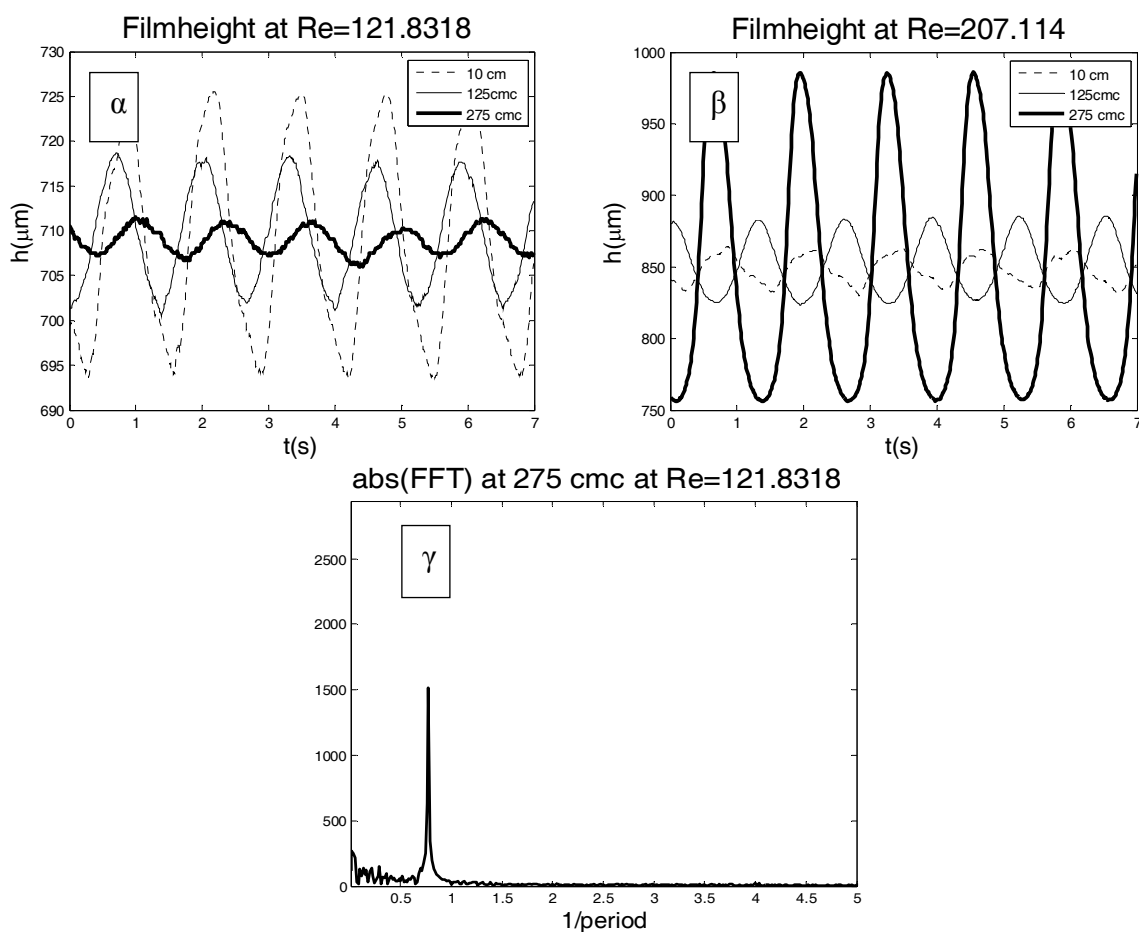


**Σχήμα 6.5.4:** Ελαστικότητα της επιφάνειας με τη συγκέντρωση για SDS. Τα δεδομένα είναι σύμφωνα με τους Fruhner et al., 1999

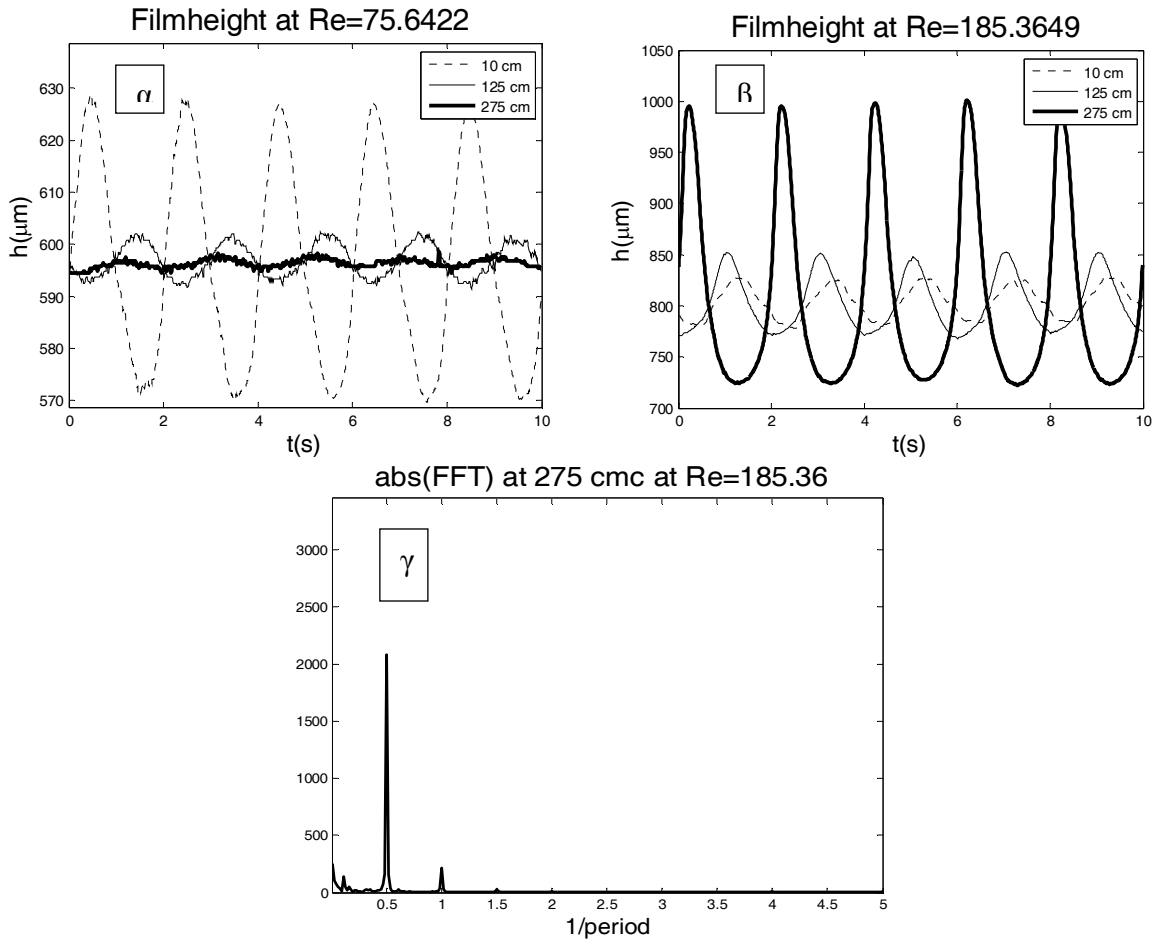
## 6.6 Χαρακτηριστικά των κυμάτων

Όπως αναπτύχθηκε στα αρχικά κεφάλαια της παρούσας διατριβής, στην περίπτωση του καθαρού νερού, οι διαταραχές μεγαλώνουν σε μέγεθος και συγχρόνως γίνονται πιο απότομες με αποτέλεσμα τη δημιουργία μιας κύριας κορυφής και πρόδρομων τριχοειδών κυματισμών. Αυτή είναι και η τυπική εξέλιξη για το σχηματισμό μοναχικών κυμάτων. Αντιθέτως, στα πειράματα με το SDS, παρατηρούνται οι διαταραχές αυτές να γίνονται πιο ομαλές, προσεγγίζοντας ένα ημιτονοειδές σχήμα πολύ μικρού πλάτους. Αυτό είναι μια γενική τάση για όλες σχεδόν τις συχνότητες διαταραχής που χρησιμοποιήθηκαν και για ένα μεγάλο εύρος παροχών της ροής. Στα σχήματα που ακολουθούν παραθέτουμε ενδεικτικά αποτελέσματα από διάφορες συγκεντρώσεις και συχνότητες διαταραχής. Στο σχήμα 6.6.1 παρουσιάζεται ένα τέτοιο παράδειγμα. Πρόκειται για διάλυμα με συγκέντρωση 8% της CMC σε συχνότητα διαταραχής 0.75 Hz και γωνία κλίσης 5°. Στην εικόνα 6.6.1 α παρουσιάζεται η εξέλιξη του πάχους υμένα κατά μήκος του καναλιού σε τρεις

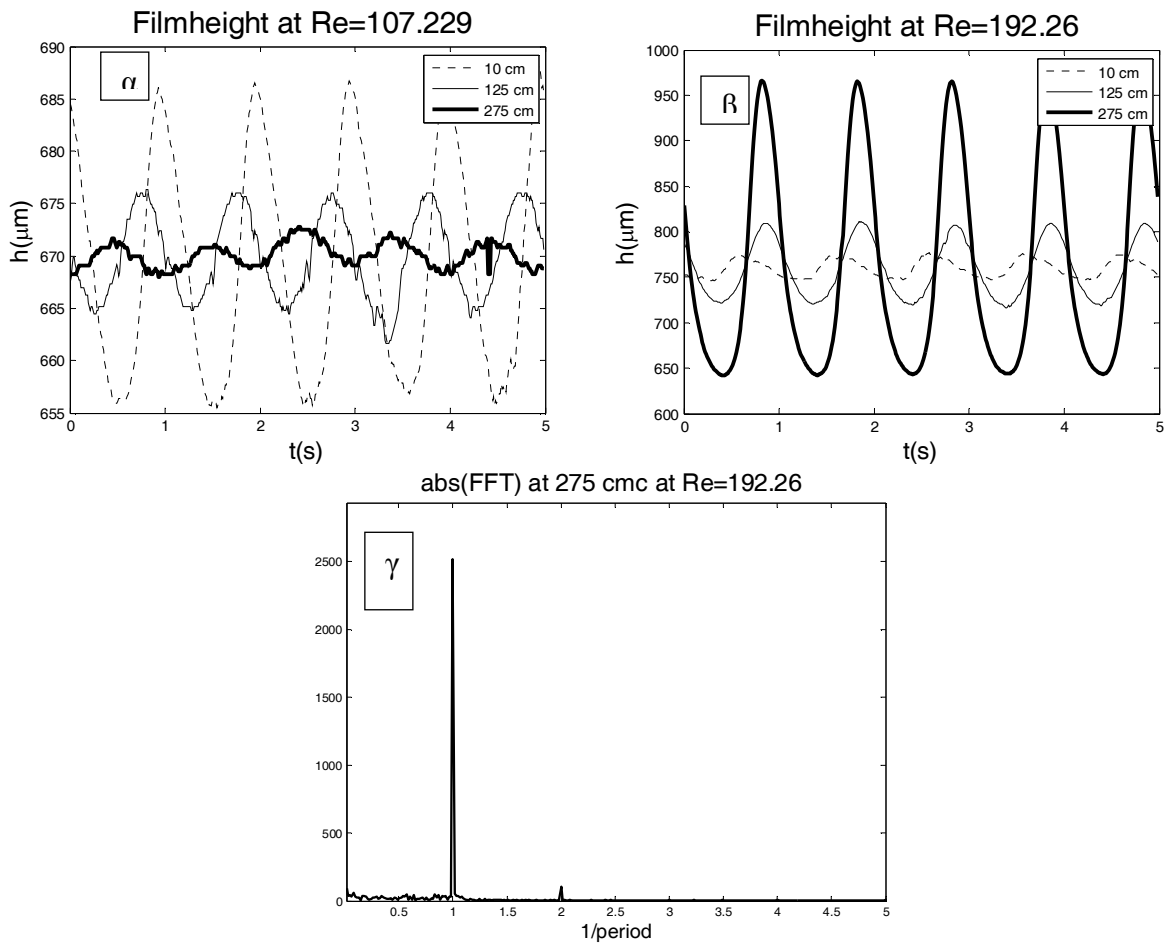
διαφορετικές θέσεις, για ευσταθή αριθμό  $Re$ , όπου φαίνεται καθαρά η απόσβεση της διαταραχής, ενώ στην δεύτερη εικόνα, παρατηρείται ότι η διαταραχή ενισχύεται κατά μήκος του καναλιού χωρίς να επηρεάζεται το σχήμα της. Στην τρίτη εικόνα απλά επαληθεύεται το ημιτονοειδές σχήμα μέσω του γρήγορου μετασχηματισμού Fourier, βεβαιώνοντας τη μοναδικότητα της συχνότητας. Αντίστοιχα, το σχήμα 6.6.2 αναφέρεται σε διάλυμα 15% CMC και συχνότητα διαταραχής 0.5 Hz και το σχήμα 6.6.3 σε διάλυμα 45% CMC και συχνότητα διαταραχής 1 Hz.



**Σχήμα 6.6.1:** Παράδειγμα ημιτονοειδών κυμάτων σε  $5^\circ$  περιεκτικότητας 7% CMC και συχνότητα 0.75 Hz α)  $Re$  ευσταθής, β)  $Re$  ασταθής, γ) FFT για  $Re=121.83$  σε θέση 275 cm από την είσοδο της ροής



**Σχήμα 6.6.2:** Παράδειγμα ημιτονοειδών κυμάτων σε  $5^\circ$  περιεκτικότητας 15% CMC και συχνότητα 0.5 Hz α) Re ευσταθής, β) Re ασταθής, γ)FFT για  $\text{Re}=186.36$  σε θέση 275 cm από την είσοδο της ροής

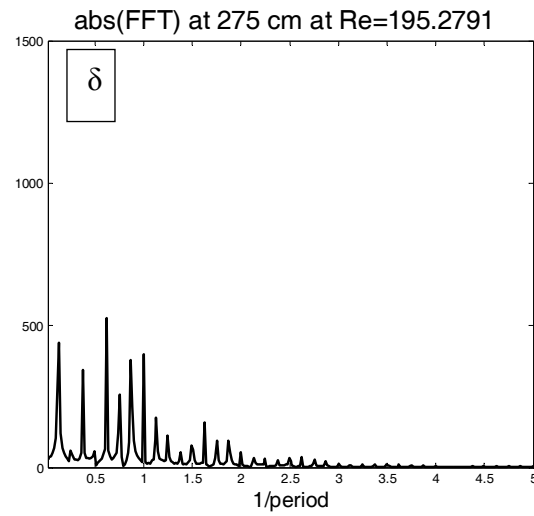
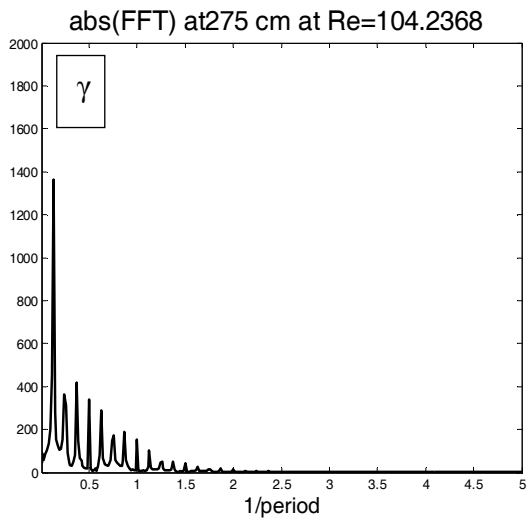
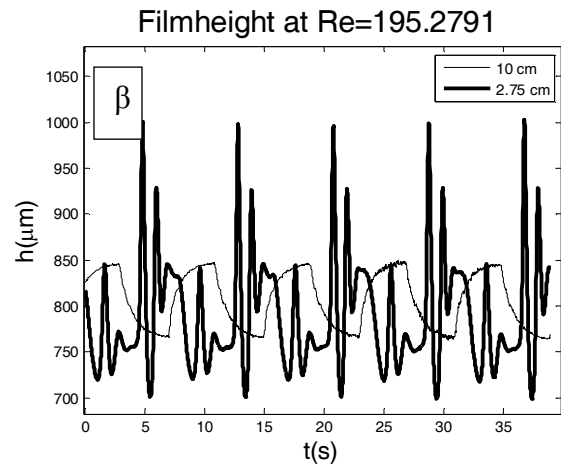
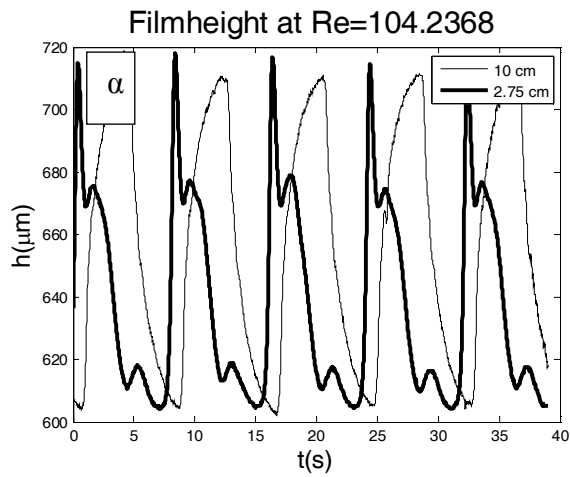


**Σχήμα 6.6.3:** Παράδειγμα ημιτονοειδών κυμάτων σε  $5^\circ$  περιεκτικότητας 40% CMC και συχνότητα 1 Hz α) Re ευσταθής, β) Re ασταθής, γ)FFT για Re=192.26 σε θέση 275 CMC από την είσοδο της ροής

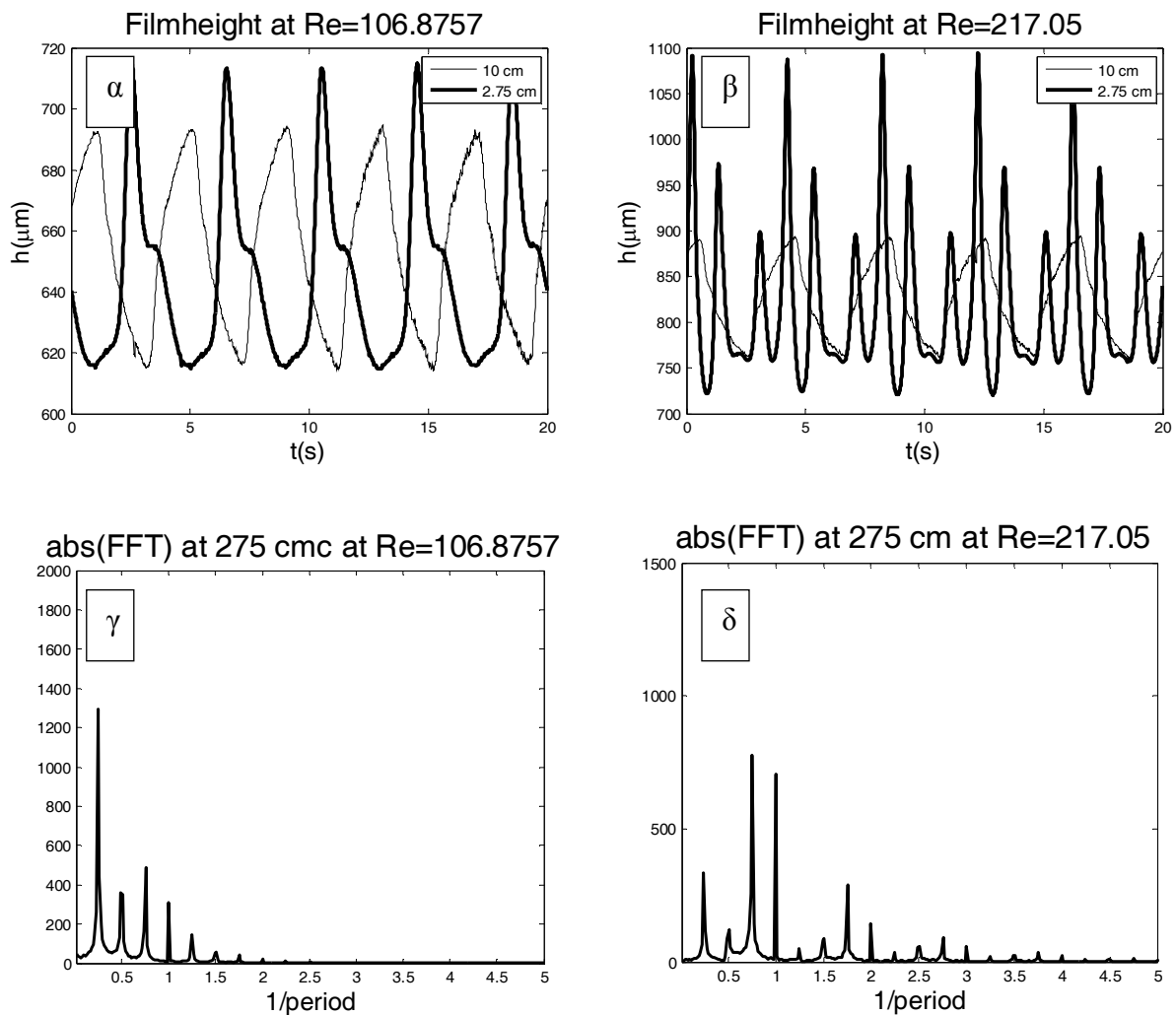
Αποκλίσεις από αυτή τη συμπεριφορά παρατηρούνται για ένα συνδυασμό χαμηλών συχνοτήτων και υψηλού αριθμού Re, σε υψηλότερες συγκεντρώσεις επιφανειοδραστικού. Αν θέλαμε να κατηγοριοποιήσουμε αναλυτικά τις συνθήκες στις οποίες οι επιβαλλόμενες διαταραχές τείνουν να αποκτήσουν σχήμα μοναχικού κύματος θα καταλήγαμε πως συμβαίνουν για:

- Συχνότητα 0.125 Hz και για  $Re > Re_{cr}$
- Συχνότητα 0.25 Hz και για  $Re > 1.3 Re_{cr}$

Με την αύξηση της συχνότητας, το σχήμα τείνει να γίνει ημιτονοειδές. Ενδεικτικά, παρατίθενται κάποια παραδείγματα στα ακόλουθα σχήματα.



**Σχήμα 6.6.4:** Παράδειγμα αποκλίσεως της ημιτονοειδούς συμπεριφοράς σε 5° περιεκτικότητας 30% CMC και συχνότητα 0.125 Hz α) Re 104 αμέσως μετά τη μετάβαση, β) Re 195, γ και δ ) τα αντίστοιχα FFT



**Σχήμα 6.6.5:** Παράδειγμα αποκλίσεως της ημιτονοειδούς συμπεριφοράς σε  $5^\circ$  περιεκτικότητας 50% CMC και συχνότητα 0.25 Hz α) Re 106, β) Re 217, γ και δ) τα αντίστοιχα FFT

## 6.7 Μήκος Κύματος και ταχύτητα

Όπως αναφέρθηκε και προηγουμένως, χρησιμοποιούνται τέσσερις, σε πολλές περιπτώσεις και πέντε αισθητήρες για να αποτυπωθεί η εξέλιξη του πάχους υμένα κατά μήκος του καναλιού. Προκειμένου να υπολογιστεί η ταχύτητα του κύματος, τοποθετούνται τους δύο από αυτούς, σε πολύ κοντινή απόσταση ( $\approx 10$  cm) και σε θέση περίπου στο ένα μέτρο από την είσοδο της ροής, ώστε να είναι εφικτός ο υπολογισμός του χρόνου που απαιτείται για να φτάσει το κύμα από τον ένα αισθητήρα στον άλλο. Ο χρόνος αυτός υπολογίζεται μέσω της συνάρτησης



αλληλοσυσχέτισης (cross-correlation) των δύο σημάτων. Στη συνέχεια, εφόσον είναι γνωστή η απόσταση ανάμεσα στους δύο αισθητήρες, υπολογίζεται η ταχύτητα από τον ορισμό της. Έτσι:

$$c = \frac{x_{probes}}{t_{delay}} \quad (6.1)$$

όπου με  $x_{probes}$  παριστάνεται η απόσταση ανάμεσα στους αισθητήρες και  $t_{delay}$  είναι η χρονική καθυστέρηση του σήματος ανάμεσα στους αισθητήρες.

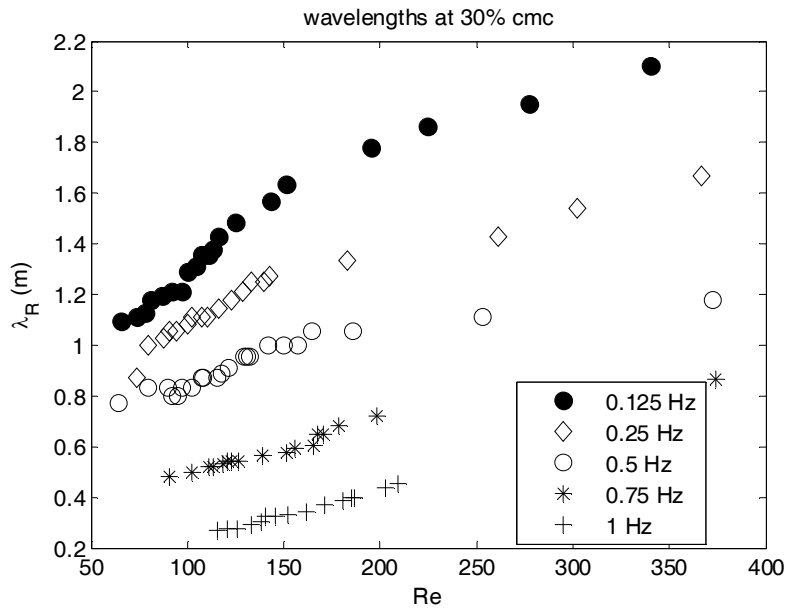
Για τον υπολογισμό του μήκους κύματος, εφόσον έχει ήδη υπολογιστεί η ταχύτητα, ακολουθείται ξανά ο ίδιος ορισμός:

$$\lambda_R = c \cdot T = \frac{c}{f} \quad (6.2)$$

Όπου  $T$  και  $f$  η περίοδος και η συχνότητα του κύματος αντίστοιχα.

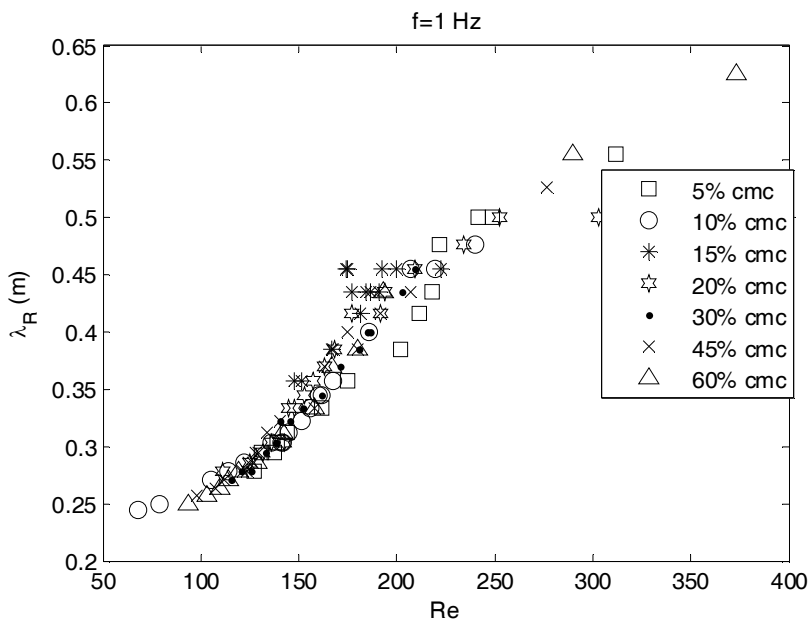
### 6.7.1 Μήκος κύματος

Στο σχήμα που ακολουθεί (σχήμα 6.7.1), παρουσιάζονται τα αποτελέσματα για τους υπολογισμούς του μήκους κύματος σε συγκέντρωση επιφανειοδραστικού 30% CMC για διάφορες συχνότητες διαταραχής σε γωνία κλίσης  $5^\circ$  και παρατηρείται, ότι το μήκος κύματος σε όλες τις περιπτώσεις είναι ιδιαίτερα μεγάλο. Σε συχνότητα διαταραχής 1 Hz ξεκινάει από 0.25 m και καταλήγει σε 0.65 m ενώ σε συχνότητα 0.125 κυμαίνεται από 1 έως 2 μέτρα. Συνεπώς, είναι δυνατό να ειπωθεί με βεβαιότητα ότι υπάρχει αστάθεια μεγάλου μήκους κύματος.

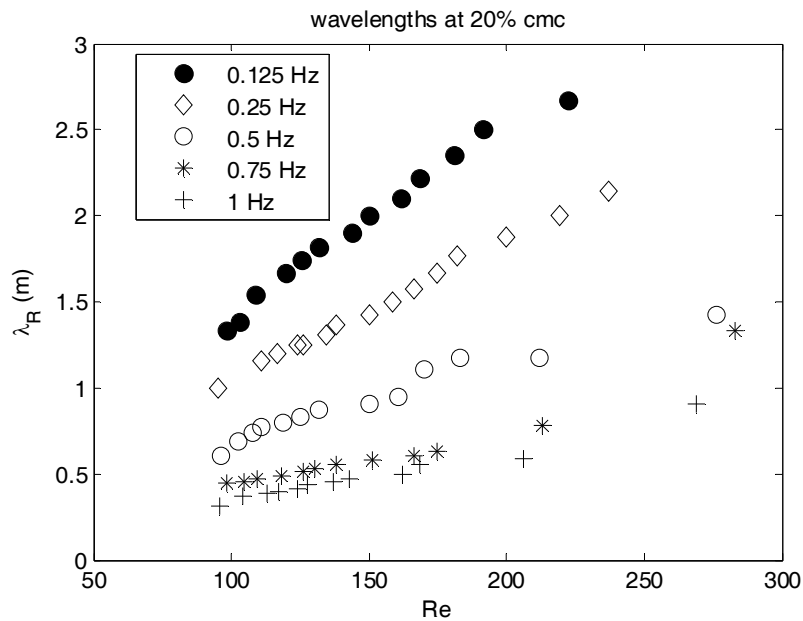


**Σχήμα 6.7.1:** Μήκος κύματος για διάφορες συχνότητες διαταραχής σε γωνία κλίσης  $5^\circ$ . Συγκέντρωση επιφανειοδραστικού 30% της CMC

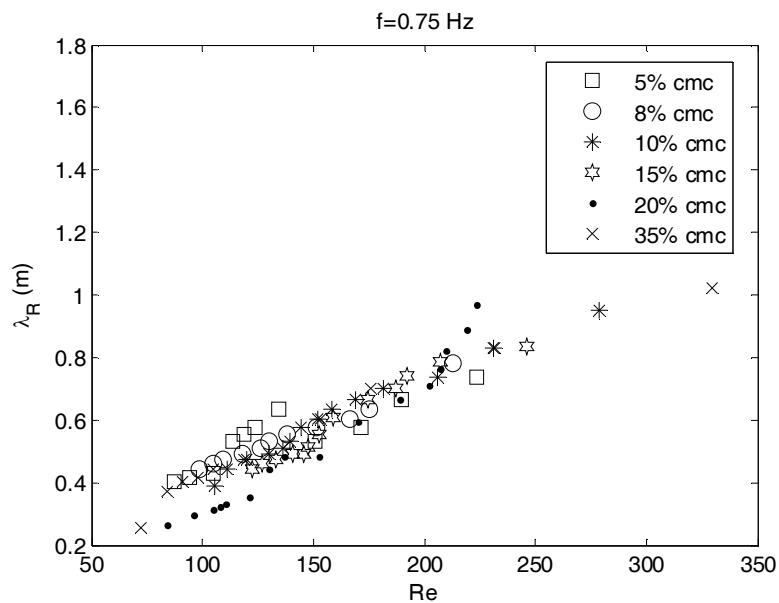
Στη συνέχεια, στο σχήμα 6.7.2, παρουσιάζεται ενδεικτικά, το μήκος κύματος υπολογισμένο σε ίδια συχνότητα διαταραχής, με όλες τις συγκεντρώσεις του επιφανειοδραστικού που ελέγχθησαν και παρατηρείται πώς δεν υπάρχει κάποια προφανής εξάρτηση του μήκους κύματος με τη συγκέντρωση. Όμοια συμπεράσματα προκύπτουν και για γωνία κλίσης  $10^\circ$ .



**Σχήμα 6.7.2:** Μήκος κύματος για διάφορες συγκεντρώσεις επιφανειοδραστικού σε γωνία κλίσης  $5^\circ$  και συχνότητα διαταραχής 1 Hz.



**Σχήμα 6.7.3:** Μήκος κύματος για διάφορες συχνότητες διαταραχής σε γωνία κλίσης  $10^\circ$ . Συγκέντρωση επιφανειοδραστικού 20% της CMC



**Σχήμα 6.7.4:** Μήκος κύματος για διάφορες συγκεντρώσεις επιφανειοδραστικού σε γωνία κλίσης  $10^\circ$  και συχνότητα διαταραχής 0.75 Hz

### 6.7.2 Ταχύτητα

Στη συνέχεια, έγινε προσπάθεια συσχέτισης σε αδιάστατη μορφή της ταχύτητας με το μήκος του κύματος. Ως αδιάστατη ταχύτητα θεωρείται η ταχύτητα

του κύματος διαιρεμένη με τη μέση ταχύτητα κατά Nusselt και για το μήκος κύματος χρησιμοποιείται ο αδιάστατος κυματαριθμός  $k$  που ορίζεται ως:

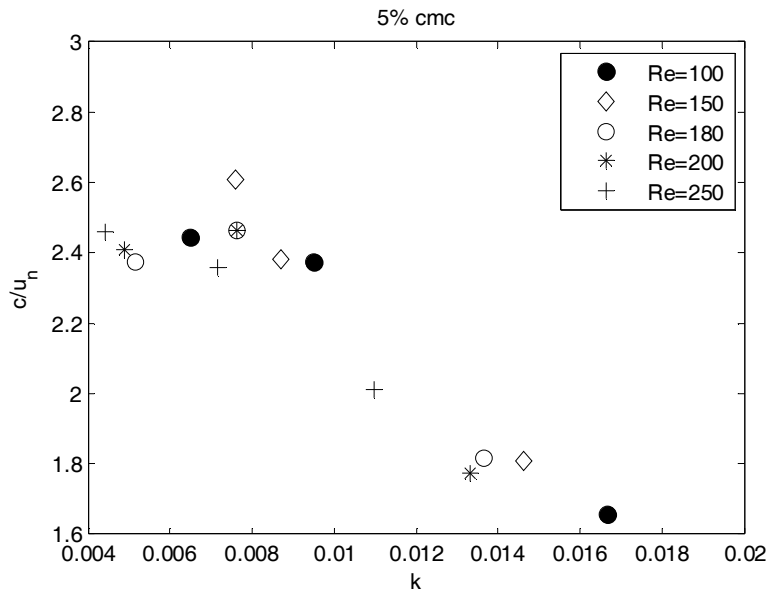
$$k = \frac{2 \cdot \pi \cdot h_n}{\lambda_R} \quad (6.3)$$

Όπου  $h_n$  το πάχος υμένα κατά Nusselt και  $\lambda_R$  το μήκος κύματος. Για υμένα καθαρού ρευστού ισχύει ότι  $c/u_n = 3$ . Έτσι, για κάθε συγκέντρωση, υπολογίστηκε η αδιάστατη ταχύτητα και ο αντίστοιχος κυματαριθμός, σε μία σειρά από τιμές του αριθμού Re, σε όλο το εύρος συχνοτήτων που χρησιμοποιήθηκε στα πειράματά μας. Τα αποτελέσματα παρουσιάζονται στους πίνακες και τα διαγράμματα που ακολουθούν.

5% cmc

**Πίνακας 6.6:** Αδιάστατη ταχύτητα και κυματαριθμός για συγκέντρωση 5% CMC

f	re=100 h <sub>N</sub> =667 μm u <sub>N</sub> =0.1375 m/s		re=150 h <sub>N</sub> =762 μm u <sub>N</sub> =0.18 m/s		re=180 h <sub>N</sub> =808 μm u <sub>N</sub> =0.204 m/s		re=200 h <sub>N</sub> =815 μm u <sub>N</sub> =0.216 m/s		re=250 h <sub>N</sub> =874 μm u <sub>N</sub> =0.25 m/s	
	k	c/u <sub>n</sub>	k	c/u <sub>n</sub>	k	c/u <sub>n</sub>	k	c/u <sub>n</sub>	k	c/u <sub>n</sub>
0.5	0.006	2.442	0.009	2.382	0.005	2.375	0.005	2.408	0.004	2.462
0.75	0.01	2.372	0.008	2.609	0.007	2.465	0.008	2.465	0.007	2.36
1	0.017	1.655	0.015	1.808	0.013	1.815	0.013	1.775	0.011	2.01

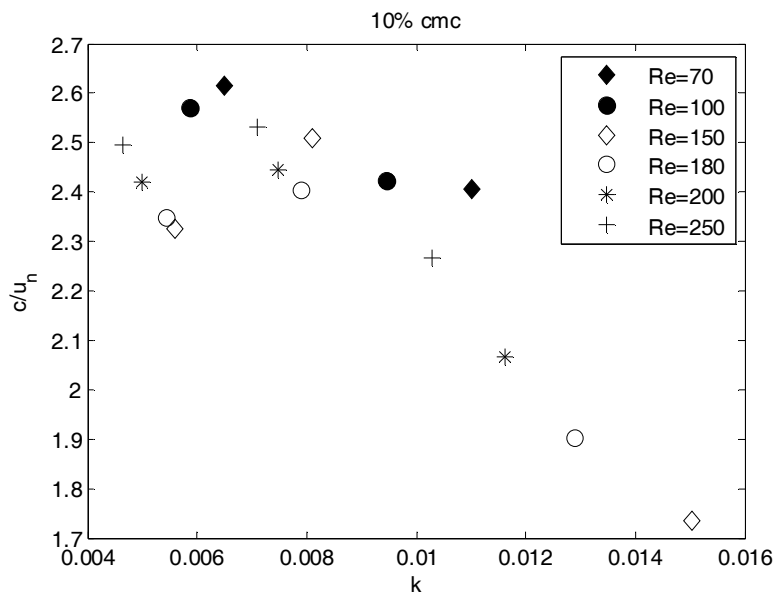


Σχήμα 6.7.5: Αδιάστατη ταχύτητα  $c/u_n$  σε σχέση με τον κυματαριθμό  $k$  για διάφορους  $Re$  σε συγκέντρωση 5% CMC

10% cmc

Πίνακας 6.7: Αδιάστατη ταχύτητα και κυματαριθμός για συγκέντρωση 10% CMC

f	re=70 $h_N=590 \mu\text{m}$ $u_N=0.1 \text{ m/s}$		re=100 $h_N=667 \mu\text{m}$ $u_N=0.1375 \text{ m/s}$		re=150 $h_N=762 \mu\text{m}$ $u_N=0.18 \text{ m/s}$		re=180 $h_N=808 \mu\text{m}$ $u_N=0.204 \text{ m/s}$		re=200 $h_N=815 \mu\text{m}$ $u_N=0.216 \text{ m/s}$		re=220 $h_N=840 \mu\text{m}$ $u_N=0.23 \text{ m/s}$	
	k	$c/u_n$	k	$c/u_n$	k	$c/u_n$	k	$c/u_n$	k	$c/u_n$	k	$c/u_n$
0.5	0.006	2.616	0.006	2.569	0.006	2.325	0.005	2.348	0.005	2.421	0.005	2.496
0.75	0.011	2.405	0.009	2.423	0.008	2.509	0.008	2.404	0.007	2.444	0.007	2.532
1					0.015	1.734	0.013	1.903	0.012	2.065	0.01	2.266

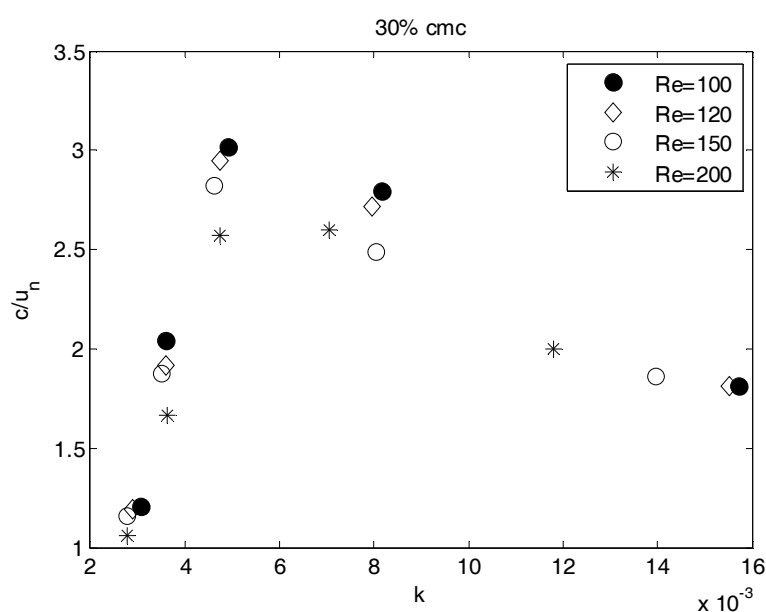


Σχήμα 6.7.6: Αδιάστατη ταχύτητα  $c/u_n$  σε σχέση με τον κυματαριθμό  $k$  για διάφορους  $Re$  σε συγκέντρωση 10% CMC

30% cmc

**Πίνακας 6.8:** Αδιάστατη ταχύτητα και κυματαριθμός για συγκέντρωση 30% CMC

f	re=100 h <sub>N</sub> =667 μm u <sub>N</sub> =0.1375 m/s		re=120 h <sub>N</sub> =708 μm u <sub>N</sub> =0.155 m/s		re=150 h <sub>N</sub> =762 μm u <sub>N</sub> =0.18 m/s		re=200 h <sub>N</sub> =815 μm u <sub>N</sub> =0.216 m/s	
	k	c/un	k	c/un	k	c/un	k	c/un
0.125	0.0031	1.2028	0.0029	1.1886	0.0028	1.1563	0.0028	1.0612
0.25	0.0036	2.0395	0.0036	1.9148	0.0035	1.8707	0.0036	1.6633
0.5	0.0049	3.0193	0.0047	2.9497	0.0046	2.8185	0.0047	2.5712
0.75	0.0082	2.7911	0.008	2.7144	0.008	2.4871	0.007	2.5985
1	0.0157	1.8115	0.0155	1.8096	0.014	1.857	0.0118	2.0018

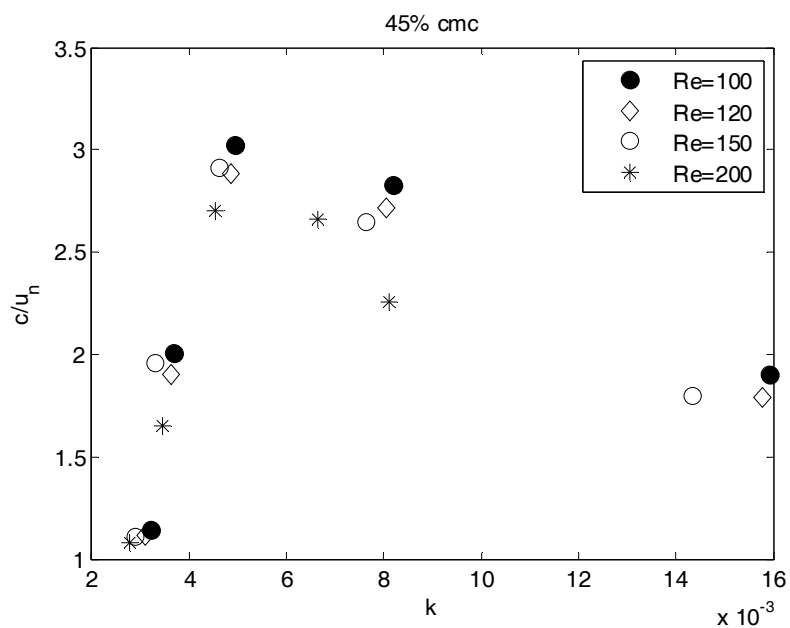


**Σχήμα 6.7.7:** Αδιάστατη ταχύτητα  $c/u_n$  σε σχέση με τον κυματαριθμό  $k$  για διάφορους Re σε συγκέντρωση 30% CMC

45% cmc

**Πίνακας 6.9:** Αδιάστατη ταχύτητα και κυματαριθμός για συγκέντρωση 45% CMC

f	re=100 h <sub>N</sub> =667 μm u <sub>N</sub> =0.1375 m/s		re=120 h <sub>N</sub> =708 μm u <sub>N</sub> =0.155 m/s		re=150 h <sub>N</sub> =762 μm u <sub>N</sub> =0.18 m/s		re=200 h <sub>N</sub> =815 μm u <sub>N</sub> =0.216 m/s	
	k	c/un	k	c/un	k	c/un	k	c/un
0.125	0.0032	1.142	0.0031	1.114	0.0029	1.108	0.0028	1.083
0.25	0.0037	2.003	0.0036	1.905	0.0033	1.959	0.0035	1.648
0.5	0.005	3.024	0.0049	2.882	0.0046	2.914	0.0045	2.703
0.75	0.0082	2.828	0.008	2.716	0.0076	2.644	0.0066	2.663
1	0.0159	1.905	0.0158	1.788	0.0144	1.8	0.0081	2.254

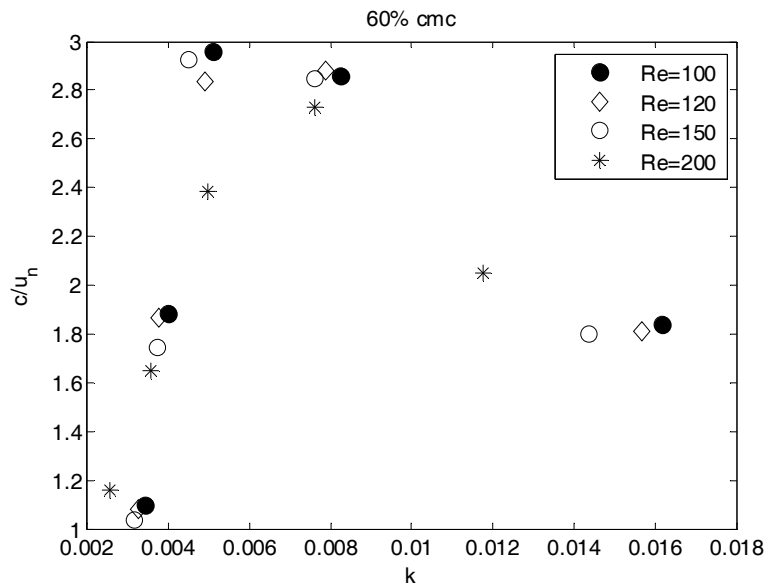


Σχήμα 6.7.8: Αδιάστατη ταχύτητα  $c/u_n$  σε σχέση με τον κυματαριθμό  $k$  για διάφορους  $Re$  σε συγκέντρωση 40% CMC

60% cmc

Πίνακας 6.10: Αδιάστατη ταχύτητα και κυματαριθμός για συγκέντρωση 60% CMC

f	re=100 h <sub>N</sub> =667 μm u <sub>N</sub> =0.1375 m/s		re=120 h <sub>N</sub> =708 μm u <sub>N</sub> =0.155 m/s		re=150 h <sub>N</sub> =762 μm u <sub>N</sub> =0.18 m/s		re=200 h <sub>N</sub> =815 μm u <sub>N</sub> =0.216 m/s	
	k	c/un	k	c/un	k	c/un	k	c/un
0.125	0.003	1.0995	0.003	1.081	0.003	1.036	0.003	1.1592
0.25	0.004	1.8854	0.004	1.865	0.004	1.742	0.004	1.6498
0.5	0.005	2.9586	0.005	2.836	0.004	2.924	0.005	2.3869
0.75	0.008	2.8575	0.008	2.877	0.008	2.848	0.008	2.7284
1	0.016	1.8394	0.016	1.813	0.014	1.8	0.012	2.0518



**Σχήμα 6.7.9:** Αδιάστατη ταχύτητα  $c/u_n$  σε σχέση με τον κυματαριθμό  $k$  για διάφορους  $Re$  σε συγκέντρωση 60% CMC

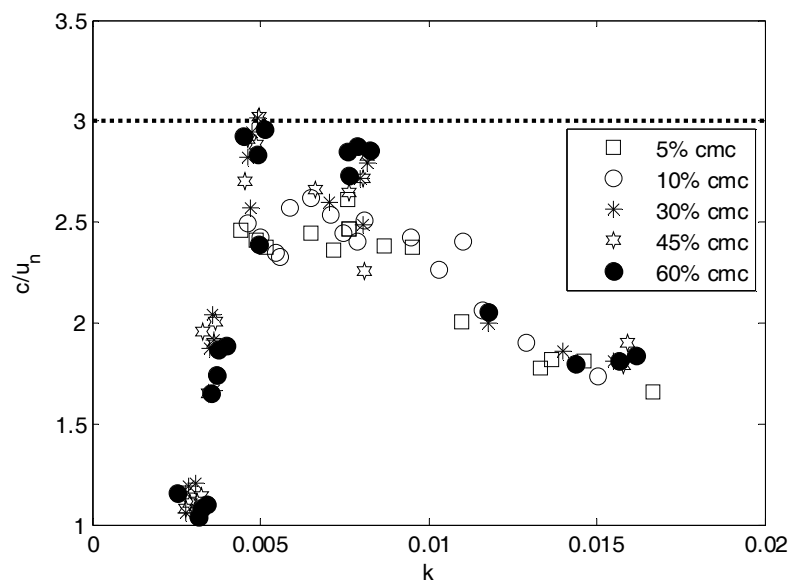
#### Συνολικά

Από τα παραπάνω διαγράμματα γίνεται αντιληπτό ότι η σχέση ταχύτητας κυματαριθμού δεν εξαρτάται ισχυρά από τον αριθμό  $Re$ , καθώς τα δεδομένα για διαφορετικούς  $Re$  ακολουθούν την ίδια καμπύλη. Μία συστηματική τάση είναι η σταδιακή μείωση της αδιάστατης φασικής ταχύτητας με αύξηση του αδιάστατου κυματαριθμού, δηλαδή μείωση του μήκους κύματος. Στην περιοχή συγκεντρώσεων επιφανειοδραστικού που εξετάστηκαν, η συμπεριφορά αυτή εμφανίζεται ανεξάρτητη της συγκέντρωσης, όπως πιστοποιεί το διάγραμμα 6.7.10.

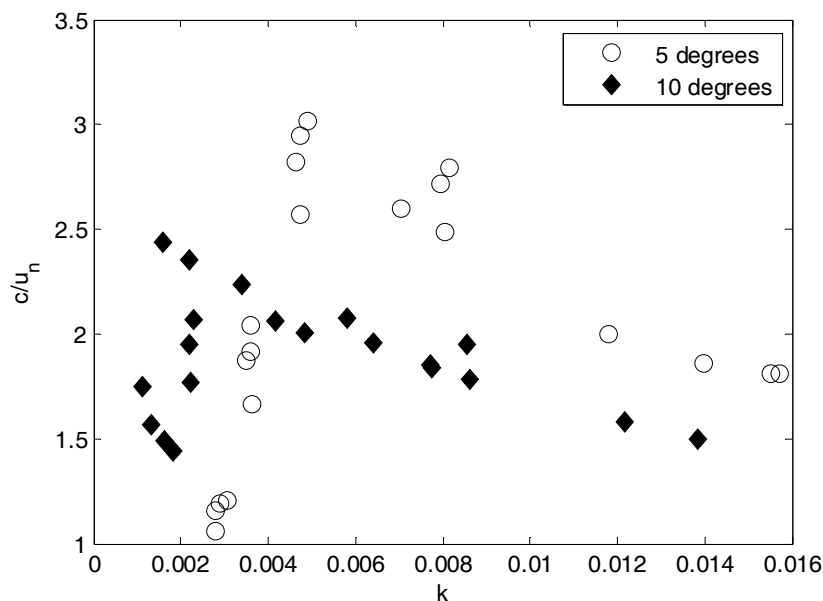
Κινούμενοι προς την αντίθετη κατεύθυνση, δηλαδή στο όριο  $k \rightarrow 0$ , διαφαίνεται μία ασυμπτωτική προσέγγιση προς τη θεωρητική πρόβλεψη του καθαρού ρευστού,  $c/uN=3$ . Η προσέγγιση αυτή ακυρώνεται λόγω της απότομης μείωσης της φασικής ταχύτητας σε πολύ μικρούς κυματαριθμούς. Η μείωση είναι εντονότερη σε υψηλές συγκεντρώσεις του επιφανειοδραστικού.



Η συμπεριφορά στο όριο  $k \rightarrow 0$  μπορεί να ερμηνευθεί με βάση την επίδραση του περιορισμένου εύρους του καναλιού. Πράγματι, οι Leontidis et al. (2011) παρατήρησαν ότι οι ιδιότητες των οδεύοντων κυμάτων αποκλίνουν σταδιακά από τις θεωρητικές προβλέψεις της διδιάστατης ροής, όταν οι διαταραχές έχουν μήκος κύματος συγκρίσιμο με το εύρος του καναλιού. Η απόκλιση περιλαμβάνει συνεχή μείωση της ταχύτητας και του ύψους του κύματος, και είναι εντονότερη όσο ελαττώνεται η κλίση του καναλιού. Πράγματι, και στα παρόντα δεδομένα, η μείωση της αδιάστατης φασικής ταχύτητας στο όριο  $k \rightarrow 0$  είναι εντονότερη στις  $5^\circ$  από ότι στις  $10^\circ$  (σχήμα 6.7.11)



**Σχήμα 6.7.10:** Αδιάστατη ταχύτητα  $c/u_n$  σε σχέση με τον κυματαριθμό  $k$  για διάφορες συγκεντρώσεις επιφανειοδραστικού



**Σχήμα 6.7.11:** Αδιάστατη ταχύτητα  $c/u_n$  σε σχέση με τον κυματαριθμό  $k$  για  $5^\circ$  και  $10^\circ$  σε συγκεντρώσεις επιφανειοδραστικού 30 και 35 %CMC αντίστοιχα

## 6.8 Συμπεράσματα

Στο κεφάλαιο αυτό αποδείχθηκε η σταθεροποιητική επίδραση του επιφανειοδραστικού SDS. Αρχικά, ακόμα και με μια πολύ μικρή συγκέντρωση, παρατηρήθηκε η έντονη απόσβεση των επιβαλλόμενων διαταραχών. Στη συνέχεια, έγινε συστηματική μελέτη προσδιορισμού του ορίου ευστάθειας σε συνάρτηση με τη συγκέντρωση του επιφανειοδραστικού.

Παρατηρείται ένα μέγιστο στο όριο της ευστάθειας σε συγκέντρωση περίπου 10% της CMC και στη συνέχεια, το όριο μειώνεται με την αύξηση της συγκέντρωσης. Η συμπεριφορά της ευστάθειας μπορεί να ερμηνευτεί λαμβάνοντας υπόψη τη διαλυτότητα του SDS. Μεγαλύτερες ποσότητες επιφανειοδραστικού οδηγούν προφανώς σε μεγαλύτερο πλεόνασμα συγκέντρωσης σε όλη την ελεύθερη επιφάνεια. Ωστόσο, την ελαστικότητα της επιφάνειας την καθορίζουν οι μεταβολές στην επιφανειακή τάση και στην περίπτωση ενός διαλυτού επιφανειοδραστικού όπως το SDS, οι μεγαλύτερες συγκεντρώσεις αυξάνουν τη μεταφορά μάζας ανάμεσα στην

επιφάνεια και στον όγκο του ρευστού. Έτσι, οι μεταβολές στην επιφανειακή τάση λόγω αυξομειώσεως της ελεύθερης επιφάνειας αμβλύνονται και το σύστημα πλησιάζει τη συμπεριφορά του καθαρού ρευστού με χαμηλότερη επιφανειακή τάση.

Σε γενικές γραμμές το όριο της μετάβασης κυμαίνεται μέχρι και δεκαπέντε φορές υψηλότερα σε σχέση με το νερό. Με αύξηση της γωνίας κλίσης στις 10 μοίρες, η ροή μπορεί φτάσει και τριάντα φορές υψηλότερο κρίσιμο αριθμό  $Re$ .

Κάτω από το όριο της αστάθειας, το σχήμα των επιβαλλόμενων διαταραχών παραμένει ημιτονοειδές σε ένα μεγάλο εύρος παραμέτρων. Υπάρχουν και περιπτώσεις όπου το σχήμα αυτό δεν εξελίσσεται προς το σχηματισμό μοναχικών κυμάτων ακόμα και για πολύ υψηλούς αριθμούς  $Re$ .

Το μήκος κύματος σε όλες τις περιπτώσεις που εξετάστηκαν είναι ιδιαίτερα μεγάλο ( $>0.2$  m), δίνοντας έτσι τη δυνατότητα να μιλήσουμε με σιγουριά για αστάθεια μεγάλων μηκών κύματος. Επιπρόσθετα, η σχέση αδιάστατης φασικής ταχύτητας και αδιάστατου κυματαριθμού δεν φαίνεται να επηρεάζεται από τον αριθμό  $Re$  και από τη συγκέντρωση του επιφανειοδραστικού. Η φασική ταχύτητα μειώνεται με αύξηση του κυματαριθμού, ενώ στο όριο  $k \rightarrow 0$  αρχικά προσεγγίζει την τιμή  $c/uN=3$  αλλά στη συνέχεια μειώνεται απότομα. Ως αποτέλεσμα, εμφανίζεται μέγιστο στην αδιάστατη φασική ταχύτητα σε αδιάστατο κυματαριθμό στην περιοχή  $k=0.004-0.006$ .

## **7. ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ & ΠΡΟΤΑΣΕΙΣ**

---

Στόχος της παρούσας διατριβής ήταν η πειραματική μελέτη της επίδρασης διαλυτών επιφανειοδραστικών στην πρωτογενή ευστάθεια ροής υγρού υμένα σε επίπεδο τοίχωμα, καθώς και στα χαρακτηριστικά της ελεύθερης επιφάνειας στην ασταθή περιοχή. Ως επιφανειοδραστικές ουσίες χρησιμοποιήθηκαν υδατικά διαλύματα ισοπροπυλικής αλκοόλης και επιφανειοδραστικού SDS.

Στο συγκεκριμένο κεφάλαιο επιχειρείται μία σύνοψη των συμπερασμάτων που προέκυψαν, ενώ θα αναφερθούν με συντομία προτάσεις για μελλοντική ερευνά, ώστε να ενισχυθεί περαιτέρω η κατανόηση των βασικών φυσικών μηχανισμών με τους οποίους τα επιφανειοδραστικά επηρεάζουν τη δυναμική της ελεύθερης επιφάνειας.

## **7.1 Συμπεράσματα**

### *7.1.1 Υδατικά διαλύματα ισοπροπυλικής αλκοόλης*

Στη παρούσα έρευνα, διαπιστώθηκε πειραματικά, η καθυστέρηση εμφάνισης της πρωτογενούς αστάθειας στη ροή υγρού υμένα, η οποία εξαρτάται από αδιάστατο αριθμό  $Ka$ . Είναι ένας αριθμός ο οποίος εκφράζει το λόγο των τριχοειδών δυνάμεων ως προς τις δυνάμεις ιξώδους και είναι συνάρτηση των φυσικών ιδιοτήτων του ρευστού και όχι της ροής. Η απόκλιση από τη θεωρητική δισδιάστατη πρόβλεψη αυξάνεται με τον  $Ka$ , ώσπου αποκτά μία σταθερή τιμή για  $Ka > 2300$ . Η συμπεριφορά αυτή μαρτυρεί την παράκαμψη του διδιάστατου σταδίου εξέλιξης της αστάθειας λόγω ενός εγγενώς τρισδιάστατου μηχανισμού απόσβεσης, ο οποίος απορρέει από την επίδραση των πλευρικών τοιχωμάτων. Η εξάρτηση του φαινομένου από το πλάτος του καναλιού υποδεικνύει ότι ο μηχανισμός αυτός πιθανώς σχετίζεται με την εγκάρσια ανομοιομορφία στο ύψος του κύματος.

Επίσης, έγινε έλεγχος και της επίδρασης της γωνίας κλίσης και δεν διαπιστώθηκε κάποια σημαντική επίδραση στην καθυστέρηση εμφάνισης της αστάθειας.

Όσο αφορά στα γενικότερα χαρακτηριστικά των κυμάτων, με την προσθήκη της αλκοόλης, το ρευστό συμπεριφέρεται σαν καθαρό υγρό με μειωμένη επιφανειακή τάση. Ως συνέπεια, παρατηρήθηκε η γνωστή μη-γραμμική εξέλιξη των αρχικών διαταραχών, η οποία οδηγεί στην ανάπτυξη οδοντών μοναχικών κυμάτων, τα οποία χαρακτηρίζονται από μία κύρια κορυφή με πρόδρομους τριχοειδείς κυματισμούς. Διαπιστώθηκε ότι το ύψος των τριχοειδών κυματισμών είναι ανάλογο του ανηγμένου αριθμού Reynolds,  $\delta$ . Οι τριχοειδείς κυματισμοί σχηματίζονται πιο έντονα στα διαλύματα της ισοπροπυλικής αλκοόλης παρά στο καθαρό νερό, και αυτό αποδίδεται στην ‘ανώμαλη’ συμπεριφορά του νερού, λόγω ισχυρής προσρόφησης στην επιφάνειά του διάφορων ακαθαρσιών.

### *7.1.2 Υδατικά διαλύματα του επιφανειοδραστικού SDS*

Η πρώτη ένδειξη με την προσθήκη του επιφανειοδραστικού, ήταν η έντονη απόσβεση των επιβαλλόμενων διαταραχών. Επομένως στόχος μας ήταν η απόδειξη της σταθεροποιητικής επίδρασης του, με συστηματική μελέτη προσδιορισμού του ορίου ευστάθειας σε συνάρτηση με τη συγκέντρωση του επιφανειοδραστικού.

Παρατηρήθηκε ένα μέγιστο, στο όριο της ευστάθειας σε συγκέντρωση περίπου 10% της CMC και στη συνέχεια, το όριο μειώνεται με την αύξηση της συγκέντρωσης. Η συμπεριφορά αυτή, είναι όμοια και στις δύο κλίσεις του καναλιού που ελέχθησαν και δεν είναι προφανής διαισθητικά, αλλά μπορεί να ερμηνευτεί μόνο λαμβάνοντας υπόψη τη διαλυτότητα του SDS. Μεγαλύτερες ποσότητες επιφανειοδραστικού προφανώς οδηγούν σε μεγαλύτερο πλεόνασμα συγκέντρωσης σε

όλη την ελεύθερη επιφάνεια. Ωστόσο, την ελαστικότητα της επιφάνειας την καθορίζουν οι μεταβολές στην επιφανειακή τάση. Σε ένα διαλυτό επιφανειοδραστικό όπως το SDS, με την αύξηση της συγκέντρωσης, αυξάνεται η μεταφορά μάζας ανάμεσα στον κύριο όγκο του ρευστού και στην επιφάνεια. Έτσι, οι μεταβολές στην επιφανειακή τάση λόγω αυξομειώσεως της ελεύθερης επιφάνειας αμβλύνονται, και σταδιακά το σύστημα πλησιάζει τη συμπεριφορά του καθαρού ρευστού με χαμηλότερη επιφανειακή τάση.

Όσο αφορά στην επίδραση της γωνίας κλίσης, μπορεί να μην παρατηρείται κάποια διαφορά στο όριο μετάβασης, όμως στη σύγκριση με τον κανονικοποιημένο αριθμό Reynolds  $Re^*$  είναι εμφανές ότι η σταθεροποίηση γίνεται εντονότερη με την αύξηση της γωνίας κλίσης. Στις  $5^\circ$ , η ροή φτάνει να είναι μέχρι και 10 φορές πιο ευσταθής σε σχέση με το νερό, ενώ, για  $10^\circ$ , το όριο μετάβασης φαίνεται να είναι έως και 30 φορές μεγαλύτερο.

Το σχήμα των επιβαλλόμενων διαταραχών, κάτω από το όριο της αστάθειας, παραμένει ημιτονοειδές για ένα μεγάλο εύρος παραμέτρων. Υπάρχουν και περιπτώσεις όπου το σχήμα αυτό δεν εξελίσσεται προς το σχηματισμό μοναχικών κυμάτων ακόμα και για πολύ υψηλούς αριθμούς  $Re$ . Αποκλίσεις από αυτή τη συμπεριφορά παρατηρούνται για ένα συνδυασμό χαμηλών συχνοτήτων και υψηλού αριθμού  $Re$ , σε υψηλότερες συγκεντρώσεις επιφανειοδραστικού.

Τέλος, η σχέση αδιάστατης φασικής ταχύτητας και αδιάστατου κυματαριθμού δεν φαίνεται να επηρεάζεται από τον αριθμό  $Re$ , ούτε από τη συγκέντρωση του επιφανειοδραστικού, τουλάχιστον στο εύρος αδιάστατων κυματαριθμών ( $k=2\pi h_N/\lambda_R=0-0.02$ ) που εξετάστηκαν. Η φασική ταχύτητα μειώνεται με αύξηση του κυματαριθμού, ενώ στο όριο  $k \rightarrow 0$  αρχικά προσεγγίζει την τιμή  $c/u_N=3$  αλλά στη

συνέχεια μειώνεται απότομα. Ως αποτέλεσμα, εμφανίζεται μέγιστο στην αδιάστατη φασική ταχύτητα σε αδιάστατο κυματαριθμό στην περιοχή  $k=0.004-0.006$ .

## 7.2 Προτάσεις για μελλοντική έρευνα

Με την παρούσα διατριβή δόθηκε μια πρώτη εικόνα, για την επίδραση των επιφανειοδραστικών στη ροή υγρού υμένα. Ωστόσο, όπως συμβαίνει μετά την ολοκλήρωση οποιασδήποτε ερευνητικής δουλειάς, έτσι και τώρα δημιουργήθηκαν νέα ερωτήματα, η απάντηση των οποίων θα βοηθήσει στην περαιτέρω κατανόηση του σύνθετου προβλήματος της ροής υγρού υμένα παρουσία επιφανειοδραστικών και των φαινομένων που έχουν ήδη παρατηρηθεί.

Ιδιαίτερα χρήσιμη κρίνεται η υπολογιστική μελέτη της επίδρασης των επιφανειοδραστικών και συγκεκριμένα, η συσχέτιση των χαρακτηριστικών των κυμάτων αλλά και της ευστάθειας με τις ιξωδοελαστικές ιδιότητες της επιφάνειας. Παρατηρήθηκε διαφορετική συμπεριφορά ανάμεσα στα διαλύματα της ισοπροπυλικής αλκοόλης και του SDS. Οι μηχανισμοί οι οποίοι ευθύνονται για τις διαφορές ανάμεσα σε αυτά τα δύο επιφανειοδραστικά χρήζουν περαιτέρω διερεύνησης, με πιθανή έμφαση στη διαλυτότητα και την κινητική προσρόφησης του επιφανειοδραστικού στην επιφάνεια. Ο τρόπος με τον οποίο δρουν οι ιδιότητες αυτές, δεν μπορεί να κατανοηθεί μονάχα πειραματικά και για αυτό το λόγο έχει ήδη αρχίσει να γίνεται στο εργαστήριο μας σύγκριση των πειραματικών αποτελεσμάτων της παρούσας διατριβής, με υπολογιστικά μοντέλα από τον μεταδιδακτορικό ερευνητή Γιώργιο Καραπέτσα.

Σε προηγούμενη διδακτορική διατριβή [Z. Cao, 2013], βρέθηκε για την περίπτωση διαμορφωμένου τοιχώματος και με την αύξηση γωνίας κλίσης, η ύπαρξη αστάθειας μικρών μηκών κύματος. Επειδή το SDS, αποδείχθηκε ότι αποσβαίνει τα



μικρά μήκη και οδηγεί σε αστάθεια μεγάλου μήκους κύματος, θα ήταν ενδιαφέρον να εξεταστεί η συνδυασμένη επίδραση επιφανειοδραστικού και διαμορφωμένου τοιχώματος.

Επιπλέον, προτείνεται να βρεθεί ένας εναλλακτικός τρόπος επιβολής διαταραχών σε μεγαλύτερες συχνότητες. Αποδείξαμε ότι το μήκος κύματος είναι αρκετά μεγάλο, και αυτό μας αφήνει υπόνοια, ότι το κύμα στην εν λόγω έρευνα ενδέχεται να μην είναι πλήρως ανεπτυγμένο. Σε μεγαλύτερη συχνότητα διαταραχής, ίσως αποκτήθει σαφέστερη εικόνα.

Τέλος, προτείνεται η χρήση επιπλέον επιφανειοδραστικών, διαλυτών και μη, ώστε να γίνει διερεύνηση της ενδεχόμενης διαφορετικής επίδρασης τους σε σχέση με το SDS.

## **ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ**

---

Adamson, A. W. and A. P. Gast (1997). Physical Chemistry of Surfaces (6th ed.), Wiley Interscience.

Afsar-Siddiqui, A. B., P. F. Luckham, et al. (2003). "The spreading of surfactant solutions on thin liquid films." Adv. Colloid Interface Sci. **106**: 183–236.

Alekseenko, S. V., V. Y. Nakoryakov, et al. (1985). "Wave formation on a vertical falling liquid film." AICHE J.(1446).

Alekseenko, S. V., V. A. Antipin, et al. (2005). "Three-dimensional solitary waves on falling liquid film at low Reynolds numbers." Phys. Fluids **17**(121704).

Andritsos, N. (1986). Effect of pipe diameter and liquid viscosity on horizontal stratified flow. Urbana, University of Illinois. **Ph.D. Thesis**.

Anshus, B. E. and S. L. Goren (1966). "A method of getting approximate solutions to the orr-sommerfeld equation for flow on a vertical wall." AICHE J. **12**: 1004-1008.

Anshus, B. E. and A. Acrivos (1967). "The effect of surface active agents on the stability characteristics of falling liquid films." Chem. Eng. Sci. **22**: 389-393.

Benjamin, T. B. (1957). "Wave formation in laminar flow down an inclined plane." Rev.Mod. Phys. **2**(554).

Benjamin, T. B. (1964). "Effects of surface contamination on wave formation in falling liquid films." Arch. Mech. Stos. **16**: 615-626.

Benney, D. J. (1966). "Wave formation in laminar flow down an inclined plane." J. Math. Phys. **45**: 150-155.

Blyth, M. G. and C. Pozrikidis (2004). "Effect of surfactant on the stability of film flow down an inclined plane." J. Fluid Mech. **521**: 241-250.

Braun, R. J., S. A. Snow, et al. (1999). "Gravitational drainage of a tangentially-immobile thick film." J. Colloid Interface Sci **219**(225).

Brown, R. C., P. Adreussi, et al. (1978). "The Use of Wire Probes for the Measurement of Liquid Film Thickness in Annular Gas - Liquid Flows." The Canadian Journal of Chemical Engineering **56**: 754-757.

Cao, Z. (2013). Primary instability and subsequent dynamics of liquid film flow along periodic corrugations. Mechanical Engineering Department. Volos, University of Thessaly. **Ph.D Thesis**.

Cero, R. L. and S. Whitaker (1971). "Entrance region flows with a free surface: the falling liquid film." Chem. Eng. Sci. **26**(785798).

Chang, H. C. (1994). "Wave evolution on a falling film." Annu. Rev. Fluid Mech. **26**: 103.

Chang, H. and E. A. Demekhin (2002). Complex Wave Dynamics on Thin Films. Amsterdam, Elsevier.

Chin, R. W., F. F. Aberhathy, et al. (1986). "Gravity and shear wave stability of free surface flows. part 1. numerical calculations." J. Fluid Mech. **186**: 501-513.

Coney, M. W. E. (1973). "The theory and application of conductance probes for the measurement of liquid film thickness in two-phase flow." J. Phys. E: Sci. Instrum. **6**(903).

Craster, R. V. and O. K. Matar (2009). "Dynamics and stability of thin liquid films." Rev. Mod. Phys. **81**(1131).

Demekhin, E. A., E. N. Kalaidin, et al. (2007). "Three-dimensional localized coherent structures of surface turbulence: II.  $\Lambda$  solitons." Phys. Fluids **19**(114104).

DeWitt, A., D. Gallez, et al. (1994). "Nonlinear evolution equations for thin liquid films with insoluble surfactants." Phys. Fluids **6**(3256).

Drazin, P. G. (2002). Introduction to Hydromynamic Stability, Cambridge University Press.

Duangprasert, T., A. Sirivat, et al. (2007). "Vertical two - phase flow regimes and pressure gradients under the influence of SDS Surfactant." Exp. Therm. and Fluid Sci. **32**: 808-817.

du-Nouÿ, P. L. (1925). "An interfacial tensiometer for universal use." The Journal of General Physiology **7**: 625–633.

Edmonstone, B. D. and R. V. C. O. K. Matar (2006). "Surfactant - induced fingering phenomena beyond the critical micelle concentration." J. Fluid Mech. **564**: 105-138.

Edwards, D. A., H. Brenner, et al. (1991). Interfacial Transport Processes and Rheology. New York, Butterworth-Heinemann.

Emmert, E. E. and R. L. Pigford (1954). "A Study of Gas Absorption in Falling Liquid Films." chem. Eng. Prog. **80**: 87-93.

Fruhner, H., K. D. Wantke, et al. (1999). "Relationship between surface dilational properties and foam stability." Colloids and Surfaces A: Physicochem. Eng. Aspects **162**: 193-202.

Gaver, D. P. and J. B. Grotberg (1990). "The dynamics of a localized surfactant on a thin film." J. Fluid Mech. **213**: 127-148.

Georgantaki, A., J. Vatteville, et al. (2011). "Measurements of liquid film flow as a function of fluid properties and channel width: Evidence for surface-tension-induced long-range transverse coherence." Phys. Rev. E **84**(026325).

Georgantaki, A., M. Vlachogiannis, et al. (2012). "The effect of soluble surfactants on liquid film flow." J.Phys.: Conf. Ser. **395**(012165).

Gjevik, B. (1970). "Occurrence of finite-amplitude surface waves on falling liquid films." Phys. Fluids **13**: 1918-1925.

Gottlieb, O. and A. Oron (2004). "Stability and bifurcations of parametrically excited thin liquid films." Int. J. of Bifurcations and Chaos **14**: 4117-4141.

Grotberg, J. B. (1994). "Pulmonary flow and transport phenomena." Annu. Rev. Fluid Mech **26**(529).

Ji, W. and J. Setterwall (1994). "On the instabilities of vertical falling liquid films in the presence of surface - active solute." J. Fluid Mech. **278**: 297-323.

Joo, S. W. and S. H. Davis (1992). "Instabilities of three-dimensional viscous falling films." J. Fluid Mech. **242**: 529-547.

Kalliadasis, S., C. Ruyer-Quil, et al. (2012). Falling Liquid Films, Springer Series on Applied Mathematical Sciences.

Kang, H. C. and M. H. Kim (1991). "The development of a flush wire probes and calibration method for measuring liquid film thickness." Intl J. Multiphase Flow **18**: 423-437.

Karapetsas, G., R. V. Craster, et al. (2011). "On surfactant-enhanced spreading and superspreading of liquid drops on solid surfaces." J. Fluid Mech. **670**: 5-37.

Kim, K. J., N. S. Berman, et al. (1996). "The Interfacial Turbulence in Falling Film Absorption: Effect of Additives." Int. J. Refrig. **19**: 322-330.

Knoche, M., H. Tamura, et al. (1991). "Performance and stability of the organosilicone surfactant Silwet L-77: effect of pH, concentration and temperature." J. Agric. Food Chem **39**: 202-206.

Koskie, J. E., I. Mudawar, et al. (1989). "Parallel-wire probes for measurement of thick liquid films." Int. J. Multiphase Flow **15**: 521-530.

Krantz, W. B. and S. L. Goren (1971). "Stability of thin liquid films flowing down a plane Ind. , 10, 91 {101. 12." Engng Chem. Fundam. **10**: 91-101.

Leenaars, A. F., J. A. M. Huethorst, et al. (1990). "Marangoni drying: A new extremely clean drying process." Langmuir **6**(1701).

Leneweit, G., K. G. Roesner, et al. (2003). "Surface instabilities of thin liquid film flow on a rotating disk." J. Colloid Interface Sci **260**: 349-360.

Leontidis, V., J. Vatteville, et al. (2011). "Nominally two-dimensional waves in inclined film flows in channels of finite width." Phys. Fluids, **22**(112106).

Lin, S. P. (1967). "Instability of a Liquid Film down an Inclined Plane." Phys. Fluids **10**: 308-313.

Lin, S. P. (1970). "Stabilizing effects of surface active - agents on a film flow." AIChE J. **16**: 375-378.

Liu, J. and J. P. Gollub (1994). "Solitary wave dynamics of film flows." Phys. Fluids **6**: 1702-1712.

Liu, J., J. D. J.D. Paul, et al. (1993). "Measurements of the primary instabilities of film flows." J. Fluid Mech. **250**: 69-101.

Lucassen, J. (1981). "Effect of surface - active material on the damping of gravity waves: a reappraisal" J. colloid Interface Sci. **85**: 52-58.

Lucassen-Reynders, E. H. and J. Lucassen (1969). "Properties of capillary waves." Adv. Colloid Interface Sci. **2**: 347-395.

Lucassen-Reynders, E. H. and J. Lucassen (1994). "Surface dilatational viscosity and energy dissipation." Colloids and Surfaces A: Physicochem. Eng. Aspects **85**: 211-219.

Lucassen-Reynders, E. H., A. Cagna, et al. (2001). "Gibbs elasticity, surface dilatational modulus and diffusional relaxation in nonionic surfactant monolayers." Colloids and Surfaces A: Physicochemical and Engineering Aspects **186**: 63-72.

Malamataris, N. A., M. Vlachogiannis, et al. (2002). "Solitary waves on inclined films: Flow structure and binary interactions." Phys. Fluids **14**(1082).

Matar, O. K. and R. V. Craster (2001). "Models for Marangoni drying." Phys. Fluids **13**(1869).

McCabe, W. L., J. C. Smith, et al. (2002). Unit Operations Of Chemical Engineering, McGraw-hill Science.

Mudunuri, R. R. and V. Balakotaiah (2006). "Solitary waves on thin falling films in the very low forcing frequency limit." AIChE J. **52**: 3995-4003.

Nakaya, C. (1975). "Long waves on a thin liquid layer flowing down an inclined plane." Phys. Fluids **18**: 1407-1420.

Nordgren, M. and F. Setterwall (1996). "An experimental study of the effects of surfactant on a falling liquid - film." Int. J. Refrig. **19**: 310-316.

Oron, A., S. H. Davis, et al. (1997). "Long-scale evolution of thin liquid films." Rev. Mod. Phys. **69**(931).

Oron, A. and O. Gottlieb (2002). "Nonlinear dynamics of temporally excited falling liquid films." Phys. Fluids **14**: 2622-2631.



- Oron, A., O. Gottlieb, et al. (2009). "Numerical analysis of a weighted-residual integral boundary-layer model for nonlinear dynamics of falling liquid films." Eur. J. Mech. B/Fluids **28**: 1-36.
- Pereira, A. and S. Kalliadasis (2008). "Dynamics of falling film with solutal Maragoni effect." Physical Review E **78**(036312).
- Pierson, F. W. and S. Whitaker (1977). "Some theoretical and experimental observations of the wave structure of falling liquid films." Ind. Eng. Chem. Fundam. **16**(401-408).
- Pollak, T., A. Haas, et al. (2011). "Side wall effects on the instability of thin gravity-driven films from long-wave to short-wave instability." Phys. Fluids **23**(094110).
- Pozrikidis, C. (1997). Introduction to Theoretical and Computational Fluid Dynamics, Oxford University Press.
- Pozrikidis, C. (2003). "Effect of surfactants on film flow down a periodic wall." J. Fluid Mech. **496**: 105-127.
- Prokopiou, T., M. Cheng, et al. (1991). "Long waves on inclined films at high reynolds number." J. Fluid Mech **222**(665).
- Pumir, A., P. Manneville, et al. (1983). "On solitary waves running down an inclined plane." J. Fluid Mech. **135**: 27-50.
- Ramaswamy, B., S. Chippada, et al. (1996). "A full-scale numerical study of interfacial instabilities in thin-film flows." J. Fluid Mech. **325**: 163-194.
- Rosen, M. J. (2004). Surfactants and Interfacial Phenomena, Wiley Inter - Science.
- Rosenau, P., A. Oron, et al. (1992). "Bounded and unbounded patterns of the benney equation." Phys. Fluids A **4**: 1102-1104.

Ruyer-Quil, C., P. T. F. Giorgiutti-Dauphine, et al. (2008). "Modelling film flows down a fibre." Journal of Fluid Mechanics **603**: 431-462.

Ruyer-Quil, C. and P. Manneville (2000). "Improved modeling of flows down inclined planes." Eur. Phys. J. B **15**: 357-369.

Scheid, B., C. Ruyer-Quil, et al. (2005). "Validity domain of the benney equation including the marangoni effect for closed and open flows"  
" J. Fluid Mech. **527**: 303-335.

Sheludko, A. (1967). "Thin liquid films." Adv. Colloid Interface Sci. **1**: 391-464.

Shkadov, V. Y. (1967). "Wave flow regimes of a thin layer of a viscous liquid subject to gravity." Izv. Akad. Nauk SSSR, Mekh. Zhidk. Gaza, **1**(43).

Smyrniotis, D. N., N. A. Pelekasis, et al. (2000). "Boundary layer flow of air past solid surfaces in the presence of rainfall." J. Fluid Mech **425**: 79-110.

Strobel, W. J. and S. Whitaker (1969). "The effect of surfactants on the flow characteristics of falling liquid films." AIChE J. **15**: 527-532.

Tailby, S. R. and S. Portalski (1961). "The optimum concentration of surface active agents for the suppression of ripples." Trans. Inst. Chem. **39**: 328-336.

Vazquez, G., E. Alvarez, et al. (1995). "Surface Tension of Alcohol + Water from 20 to 50 .degree.C." J. Chem. Eng. Data **40**: 611-614.

Vlachogiannis, M. and V. Bontozoglou (2001). "Observations of solitary wave dynamics of film flows." J. Fluid Mech. **435**: 191-215.

Vlachogiannis, M. and V. Bontozoglou (2002). "Experiments on laminar film flow along a periodic wall." J. Fluid Mech. **457**: 133-156.

Vlachogiannis, M., A. Samandas, et al. (2010). "Effect of channel width on the primary instability of inclined film flow." Physics of fluids **22**: 1-9.

Wantke, K. D., H. Fruhner, et al. (2003). "Surface dilatational properties of mixed sodium dodecyl sulfate/dodecanol solutions." Colloids and Surfaces A: Physicochem. Eng. Aspects **221**: 185-195.

Whitaker, W. (1964). "Effect of surface active agents on the stability of falling liquid films." Ind. Eng. Chem. Fund. **3**: 132-142.

Whitaker, S. and L. O. Jones (1966). "Stability of Falling Liquid Films. Effect on interface and interfacial mass transport." AIChE J. **12**: 421-431.

Yih, C. S. (1963). "Stability of liquid flow down an inclined plane." Phys. Fluids **6**: 321-333.

Βλαχογιάννης, Μ. (2001). Πειραματική μελέτη της ροής υγρού υμένα πάνω σε επίπεδο και κυματοειδές τοίχωμα. Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών. Βόλος, Πανεπιστήμιο Θεσσαλίας. **Διδακτορική Διατριβή**.

Μποντόζογλου, Β. (2006). Θεωρία ευστάθειας θερμοδραυλικών συστημάτων.

Παναγιώτου, Κ. (1995). Διεπιφανειακά φαινόμενα & κολλοειδή συστήματα, Εκδόσεις Ζήτη.

## **ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ**

---

**Πίνακας 1.** Ιξώδες διαλυμάτων γλυκερίνης – νερού

<b>Viscosity of Aqueous Glycerine Solutions in Centipoises/mPa s</b>											
Glycerine percent weight	Temperatur e (°C)										
	0	10	20	30	40	50	60	70	80	90	100
0 <sup>(1)</sup>	1.792	1.308	1.005	0.8007	0.6560	0.5494	0.4688	0.4061	0.3565	0.3165	0.2838
10	2.44	1.74	1.31	1.03	0.826	0.680	0.575	0.500	–	–	–
20	3.44	2.41	1.76	1.35	1.07	0.879	0.731	0.635	–	–	–
30	5.14	3.49	2.50	1.87	1.46	1.16	0.956	0.816	0.690	–	–
40	8.25	5.37	3.72	2.72	2.07	1.62	1.30	1.09	0.918	0.763	0.668
50	14.6	9.01	6.00	4.21	3.10	2.37	1.86	1.53	1.25	1.05	0.910
60	29.9	17.4	10.8	7.19	5.08	3.76	2.85	2.29	1.84	1.52	1.28
65	45.7	25.3	15.2	9.85	6.80	4.89	3.66	2.91	2.28	1.86	1.55
67	55.5	29.9	17.7	11.3	7.73	5.50	4.09	3.23	2.50	2.03	1.68
70	76	38.8	22.5	14.1	9.40	6.61	4.86	3.78	2.90	2.34	1.93
75	132	65.2	35.5	21.2	13.6	9.25	6.61	5.01	3.80	3.00	2.43
80	255	116	60.1	33.9	20.8	13.6	9.42	6.94	5.13	4.03	3.18
85	540	223	109	58	33.5	21.2	14.2	10.0	7.28	5.52	4.24
90	1310	498	219	109	60.0	35.5	22.5	15.5	11.0	7.93	6.00
91	1590	592	259	127	68.1	39.8	25.1	17.1	11.9	8.62	6.40
92	1950	729	310	147	78.3	44.8	28.0	19.0	13.1	9.46	6.82
93	2400	860	367	172	89	51.5	31.6	21.2	14.4	10.3	7.54
94	2930	1040	437	202	105	58.4	35.4	23.6	15.8	11.2	8.19
95	3690	1270	523	237	121	67.0	39.9	26.4	17.5	12.4	9.08
96	4600	1580	624	281	142	77.8	45.4	29.7	19.6	13.6	10.1
97	5770	1950	765	340	166	88.9	51.9	33.6	21.9	15.1	10.9
98	7370	2460	939	409	196	104	59.8	38.5	24.8	17.0	12.2
99	9420	3090	1150	500	235	122	69.1	43.6	27.8	19.0	13.3
100	12070	3900	1410	612	284	142	81.3	50.6	31.9	21.3	14.8

<sup>(1)</sup>Viscosity of water taken from "Properties of Ordinary Water-Substance." N.E. Dorsey, p. 184. New York (1940)

Πίνακας 2. Πυκνότητα διαλυμάτων γλυκερίνης - νερού

Density of Glycerine-Water Solutions											
Glycerine (%)	Density (g/cm <sup>3</sup> )					Glycerine (%)	Density (g/cm <sup>3</sup> )				
	15 °C	15.5 °C	20 °C	25 °C	30 °C		15 °C	15.5 °C	20 °C	25 °C	30 °C
100	1.26415	1.26381	1.26108	1.25802	1.25495	50	1.12870	1.12845	1.12630	1.12375	1.12110
99	1.26180	1.26125	1.25850	1.25545	1.25235	49	1.12600	1.12575	1.12360	1.12110	1.11845
98	1.25900	1.25805	1.25590	1.25290	1.24975	48	1.12325	1.12305	1.12090	1.11840	1.11580
97	1.25645	1.25610	1.25335	1.25030	1.24710	47	1.12055	1.12030	1.11820	1.11575	1.11320
96	1.25385	1.25350	1.25080	1.24770	1.24450	46	1.11780	1.11760	1.11550	1.11310	1.11055
95	1.25130	1.25095	1.24825	1.24515	1.24190	45	1.11510	1.11490	1.11280	1.11040	1.10795
94	1.24865	1.24830	1.24560	1.24250	1.23930	44	1.11235	1.11215	1.11010	1.10775	1.10530
93	1.24600	1.24565	1.24300	1.23985	1.23670	43	1.10960	1.10945	1.10740	1.10510	1.10265
92	1.24340	1.24305	1.24035	1.23725	1.23410	42	1.10690	1.10670	1.10470	1.10240	1.10005
91	1.24075	1.24040	1.23770	1.23460	1.23150	41	1.10415	1.10400	1.10200	1.09975	1.09740
90	1.23810	1.23775	1.23510	1.23200	1.22890	40	1.10145	1.10130	1.09930	1.09710	1.09475
89	1.23545	1.23510	1.23245	1.22935	1.22625	39	1.09875	1.09860	1.09665	1.09445	1.09215
88	1.23280	1.23245	1.22975	1.22665	1.22360	38	1.09605	1.09590	1.09400	1.09180	1.08955
87	1.23015	1.22980	1.22710	1.22400	1.22095	37	1.09340	1.09320	1.09135	1.08915	1.08690
86	1.22750	1.22710	1.22445	1.22135	1.21830	36	1.09070	1.09050	1.08865	1.08655	1.08430
85	1.22485	1.22445	1.22180	1.21870	1.21565	35	1.08800	1.08780	1.08600	1.08390	1.08165
84	1.22220	1.22180	1.21915	1.21605	1.21300	34	1.08530	1.08515	1.08335	1.08125	1.07905
83	1.21955	1.21915	1.21650	1.21340	1.21035	33	1.08265	1.08245	1.08070	1.07860	1.07645
82	1.21690	1.21650	1.21380	1.21075	1.20770	32	1.07995	1.07975	1.07800	1.07600	1.07380
81	1.21425	1.21385	1.21115	1.20810	1.20505	31	1.07725	1.07705	1.07535	1.07335	1.07120
80	1.21160	1.21120	1.20850	1.20545	1.20240	30	1.07455	1.07435	1.07270	1.07070	1.06855
79	1.20885	1.20845	1.20575	1.20275	1.19970	29	1.07195	1.07175	1.07010	1.06815	1.06605
78	1.20610	1.20570	1.20305	1.20005	1.19705	28	1.06935	1.06915	1.06755	1.06560	1.06355
77	1.20335	1.20300	1.20030	1.19735	1.19435	27	1.06670	1.06655	1.06495	1.06305	1.06105
76	1.20060	1.20025	1.19760	1.19465	1.19170	26	1.06410	1.06390	1.06240	1.06055	1.05855
75	1.19785	1.19750	1.19485	1.19195	1.18900	25	1.06150	1.06130	1.05980	1.05800	1.05605
74	1.19510	1.19480	1.19215	1.18925	1.18635	24	1.05885	1.05870	1.05720	1.05545	1.05350
73	1.19235	1.19205	1.18940	1.18650	1.18365	23	1.05625	1.05610	1.05465	1.05290	1.05100
72	1.18965	1.18930	1.18670	1.18380	1.18100	22	1.05365	1.05350	1.05205	1.05035	1.04850
71	1.18690	1.18655	1.18395	1.18110	1.17830	21	1.05100	1.05090	1.04950	1.04780	1.04600
70	1.18415	1.18385	1.18125	1.17840	1.17565	20	1.04840	1.04825	1.04690	1.04525	1.04350
69	1.18135	1.18105	1.17850	1.17565	1.17290	19	1.04590	1.04575	1.04440	1.04280	1.04105
68	1.17860	1.17830	1.17575	1.17295	1.17020	18	1.04335	1.04325	1.04195	1.04035	1.03860
67	1.17585	1.17555	1.17300	1.17020	1.16745	17	1.04085	1.04075	1.03945	1.03790	1.03615
66	1.17305	1.17275	1.17025	1.16745	1.16470	16	1.03835	1.03825	1.03695	1.03545	1.03370
65	1.17030	1.17000	1.16750	1.16475	1.16195	15	1.03580	1.03570	1.03440	1.03300	1.03130
64	1.16755	1.16725	1.16475	1.16200	1.15925	14	1.03330	1.03320	1.03200	1.03055	1.02885
63	1.16480	1.16445	1.16205	1.15925	1.15650	13	1.03080	1.03070	1.02955	1.02805	1.02640
62	1.16200	1.16170	1.15930	1.15655	1.15375	12	1.02830	1.02820	1.02705	1.02560	1.02395
61	1.15925	1.15895	1.15655	1.15380	1.15100	11	1.02575	1.02565	1.02455	1.02315	1.02150
60	1.15650	1.15615	1.15380	1.15105	1.14830	10	1.02325	1.02315	1.02210	1.02070	1.01905
59	1.15370	1.15340	1.15105	1.14835	1.14555	9	1.02085	1.02075	1.01970	1.01835	1.01670
58	1.15095	1.15065	1.14830	1.14560	1.14285	8	1.01840	1.01835	1.01730	1.01600	1.01440
57	1.14815	1.14785	1.14555	1.14285	1.14010	7	1.01600	1.01590	1.01495	1.01360	1.01205
56	1.14535	1.14510	1.14280	1.14015	1.13740	6	1.01360	1.01350	1.01255	1.01125	1.00970
55	1.14260	1.14230	1.14005	1.13740	1.13470	5	1.01120	1.01110	1.01015	1.00890	1.00735
54	1.13980	1.13955	1.13730	1.13465	1.13195	4	1.00875	1.00870	1.00780	1.00655	1.00505
53	1.13705	1.13680	1.13455	1.13195	1.12925	3	1.00635	1.00630	1.00540	1.00415	1.00270
52	1.13425	1.13400	1.13180	1.12920	1.12650	2	1.00395	1.00385	1.00300	1.00180	1.00035
51	1.13150	1.13125	1.12905	1.12650	1.12380	1	1.00155	1.00145	1.00060	0.99945	0.99800
						0	0.99913	0.99905	0.99823	0.99708	0.99568

**Πινάκας 3.** Δείκτης διάθλασης διαλυμάτων γλυκερίνης - νερού

<b>Refractive Index of Glycerine-Water Solutions at 20° C (69° F)</b>					
<b>Glycerine % by Weight</b>	<b>Refractive Index <math>n_D^{20}</math></b>	<b>Difference for 1%</b>	<b>Glycerine % by Weight</b>	<b>Refractive Index <math>n_D^{20}</math></b>	<b>Difference for 1%</b>
100	1.47399	0.00165	50	1.39809	0.00149
99	1.47234	0.00163	49	1.39660	0.00147
98	1.47071	0.00161	48	1.39513	0.00145
97	1.46909	0.00157	47	1.39368	0.00141
96	1.46752	0.00156	46	1.39227	0.00138
95	1.46597	0.00154	45	1.39089	0.00136
94	1.46443	0.00153	44	1.38953	0.00135
93	1.46290	0.00151	43	1.38818	0.00135
92	1.46139	0.00150	42	1.38683	0.00135
91	1.45989	0.00150	41	1.38548	0.00135
90	1.45839	0.00150	40	1.38413	0.00135
89	1.45689	0.00150	39	1.38278	0.00135
88	1.45539	0.00150	38	1.38143	0.00135
87	1.45389	0.00152	37	1.38008	0.00134
86	1.45237	0.00152	36	1.37874	0.00134
85	1.45085	0.00155	35	1.37740	0.00134
84	1.44930	0.00156	34	1.37606	0.00134
83	1.44770	0.00160	33	1.37472	0.00134
82	1.44612	0.00162	32	1.37338	0.00134
81	1.44450	0.00160	31	1.37204	0.00134
80	1.44290	0.00155	30	1.37070	0.00134
79	1.44135	0.00153	29	1.36936	0.00134
78	1.43982	0.00150	28	1.36802	0.00133
77	1.43832	0.00149	27	1.36669	0.00133
76	1.43683	0.00149	26	1.36536	0.00132
75	1.43534	0.00149	25	1.36404	0.00132
74	1.43385	0.00149	24	1.36272	0.00131
73	1.43236	0.00149	23	1.36141	0.00131
72	1.43087	0.00149	22	1.36010	0.00131
71	1.42938	0.00149	21	1.35879	0.00130
70	1.42789	0.00149	20	1.35749	0.00130
69	1.42640	0.00149	19	1.35619	0.00129
68	1.42491	0.00149	18	1.35490	0.00129
67	1.42342	0.00149	17	1.35361	0.00128
66	1.42193	0.00149	16	1.35233	0.00127
65	1.42044	0.00149	15	1.35106	0.00126
64	1.41895	0.00149	14	1.34980	0.00126
63	1.41746	0.00149	13	1.34854	0.00125
62	1.41597	0.00149	12	1.34729	0.00125
61	1.41448	0.00149	11	1.34604	0.00123
60	1.41299	0.00149	10	1.34481	0.00122
59	1.41150	0.00149	9	1.34359	0.00121
58	1.41001	0.00149	8	1.34238	0.00120
57	1.40852	0.00149	7	1.34118	0.00119
56	1.40703	0.00149	6	1.33999	0.00119
55	1.40554	0.00149	5	1.33880	0.00118
54	1.40405	0.00149	4	1.33762	0.00117
53	1.40256	0.00149	3	1.33645	0.00115
52	1.40107	0.00149	2	1.33530	0.00114
51	1.39958	0.00149	1	1.33416	0.00113
			0	1.33303	-

**Πινάκας 4.** Επιφανειακή τάση διαλυμάτων προπανόλης

Vazquez et al. 1995

**Surface Tension of 2-Propanol (1) + Water (2)**

---

$\sigma/(\text{mN}\cdot\text{m}^{-1})$  at  $t/^\circ\text{C}$

---

mass %	$x_1$	20	25	30	35	40	45	50
0	0.000	72.75	72.01	71.21	70.42	69.52	68.84	67.92
5	0.016	50.32	49.58	48.88	48.16	47.37	46.66	45.82
10	0.032	41.21	40.42	39.73	39.06	38.43	37.78	37.04
15	0.050	35.27	34.63	34.01	33.38	32.76	32.13	31.51
20	0.070	31.16	30.57	29.98	29.37	28.79	28.18	27.59
25	0.091	28.88	28.28	27.71	27.14	26.58	26.04	25.47
30	0.114	27.38	26.82	26.26	25.73	25.18	24.66	24.11
40	0.167	25.81	25.27	24.74	24.23	23.72	23.21	22.69
50	0.231	24.78	24.26	23.76	23.27	22.78	22.29	21.81
60	0.310	24.05	23.51	22.97	22.54	22.03	21.52	21.01
70	0.412	23.17	22.68	22.18	21.71	21.22	20.76	20.28
80	0.545	22.62	22.14	21.66	21.18	20.71	20.23	19.78
90	0.730	22.21	21.69	21.18	20.66	20.16	19.74	19.23
100	1.000	21.74	21.22	20.72	20.23	19.71	19.21	18.69